institut de physique nucléaire
LABORATOIRE ASSOCIÉ A L'I N 2 P 3

IPNO-T-82.04

T H E S E

présentée

Pour obtenir

Le titre de Docteur 3e Cycle

Spécialité : Physique nucléaire

par

Philippe DESSAGNE

Sujet : Mesure de masses et études de structure des isotopes riches en neutrons du Zn, Ni, Fe.

Soutenue le 27 avril 1982

UNIVERSITÉ PARIS-SUD

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

RESUME

Le faisceau de ^{14}C du Tandem d'Orsay a permis l'étude de la réaction (^{14}C,^{16}O) sur les cibles $^{58-60-62-64}Ni$, $^{64-66-68-70}Zn$, $^{74-76}Ge$, ^{82}Se et de la réaction (^{14}C,^{15}O) sur les cibles $^{60-62-64}Ni$, $^{68-70}Zn$, ^{76}Ge, à une énergie incidente de 72 MeV.

Les masses des noyaux de ^{63}Fe(-55.19±0.6 MeV) ^{69}Ni (-60.14±.06 MeV) ^{75}Zn (-62.7±.08 MeV) ont été mesurées pour la première fois et celles des noyaux de ^{62}Fe, ^{68}Ni, ^{74}Zn, ^{80}Ge ont été remesurées.

La mise au point d'un dispositif permettant la mesure des distributions angulaires jusqu'à 0°, a permis l'observation d'une remontée à l'avant des sections efficaces caractéristiques des niveaux de spin nul. Ainsi, dans le noyau de ^{68}Ni, le premier état excité (1.77±0.4 MeV) observé pour la première fois a été identifié comme un 0^+ (seuls six autres noyaux possèdent cette propriété d'inversion $0_2^+ - 2_1^+$).

L'étude systèmatique de l'évolution du pick-up de deux protons (réaction (^{14}C,^{16}O) s'est révélée différente sur les isotopes pairs du Ni et sur ceux du Zn. Pour les transitions de fondamental à fondamental, on observe dans Ni → Fe, une augmentation d'un facteur 4 dans le rapport $\sigma_{exp}/\sigma_{DWBA}$, lorsque le nombre de neutrons passe de 30 à 36. Au contraire, pour les transitions Zn → Ni, ce rapport reste constant lorsque N varie de 34 à 38 et chute d'un facteur 2 pour N = 40. Ces évolutions traduisent l'influence du remplissage en neutrons sur les configurations en protons pour ces deux séries d'isotopes voisines de la couche majeure Z = 28. Un calcul des recouvrements des fonctions d'ondes du noyau initial et final, dans l'approximation Hartree-Fock-Bogoliubov, a été effectuée et pris en compte pour une évaluation des sections efficaces de transfert. Pour les transitions Ni → Fe, on a utilisé les symétries sphériques et axiales. La symétrie sphérique ne prédit aucune variation avec le nombre de neutrons (en accord avec le modèle en couche), la symétrie axiale prédit des évolutions importantes mais différentes selon les sous-couches, ne permettant pas de conclure sur le comportement global des sections efficaces. Pour les transitions Zn → Ni, seule la symétrie sphérique a été prise en compte, une configuration est prédominante et les calculs rendent compte qualitativement de l'évolution observée.

ABSTRACT

With the Orsay MP Tandem, the reaction (^{14}C,^{16}O) on $^{58-60-62-64}Ni$, $^{64-66-68-70}Zn$, $^{74-76}Ge$ and ^{82}Se targets, and the reaction (^{14}C,^{15}O) on $^{60-62-64}Ni$, $^{68-70}Zn$, ^{76}Ge targets, have been investigated at 72 MeV bombarding energy. The mass excesses of neutron rich nuclei : ^{63}Fe (-55.19±.06 MeV), ^{69}Ni (-60.14±.06 MeV), ^{75}Zn (-62.7±.08 MeV) have been measured for the first time, and those of ^{62}Fe, ^{68}Ni, ^{74}Zn, ^{80}Ge have been remeasured.

A new equipment has been designed in order to perform measurements at zero degree. From the angular distribution around 0° for the ^{70}Zn(^{14}C,^{16}O) reaction, the first state of ^{68}Ni observed for the first time (1.77 MeV ± .04 MeV) has been shown to be a 0^+. This result establishes a new case of $2_1^+ - 0_2^+$ inversion.

The systematics of the (^{14}C, ^{16}O) measurement on the even Ni and Zn isotopes have shown a different behaviour with two series. For the Ni → Fe (g.s) transitions, the ratio $\sigma_{exp}/\sigma_{DWBA}$ increases by a factor of four when the neutron number varies from 30 to 36. Whereas for the Zn → Ni (gs) transitions this ratio remains constant for the first three isotopes and decrease by a factor of two when N = 40.

This variation indicates a strong influence of the neutron filling on the proton structure, which is not taken into account in the current shell model calculations. The overlap between initial and final nuclei wave-functions, has been calculed withing the Hartree-Fock-Bogoliubov approximation, and used for an estimate of the transfer cross-section.

For the Ni → Fe transitions, axial and spherical symetries have been used. In agreement with the shell model no change are found with the spherical symetry. For the axial symetry a variation is observed but strongly dependant of the sub-shell. Hence no clear conclusion can be deduced for the cross section estimate. For the Zn → Ni transitions, the spherical symetry has been used. One configuration prevails, leading to a qualitative agreement with the experimental results.

TABLE DES MATIERES

INTRODUCTION 1

CHAPITRE I : *Dispositif expérimental* 5

- La source 5
- Faisceaulogie 9
- Cibles 11
- Ensemble de détection 13

  - spectromètre 13
  - dispositif de mesure à zéro degré 15
  - les compteurs 17
  - chambre d'ionisation 18
  - résolution 22

- Acquisition 23

CHAPITRE II : *Spectres obtenus - Analyse* 31

- Traitement des données 31
- Etalonnage 32
- Spectres 32

  - réaction (^{14}C,- ^{16}O) 33
  - sections efficaces 45
  - réaction (^{14}C,^{15}O) 47

CHAPITRE III : *Excès de masse* 57

- Résultats 57
- Méthodes de prédictions de masses 57
- Comparaison avec les prédictions 63

CHAPITRE IV : *Mécanisme de réaction* 65

- Traitement semi-classique 66
- DWBA 69

  - distributions angulaires : analyse en DWBA 76
  - spectroscopie 83

CHAPITRE V : *Calcul des facteurs spectroscopiques dans l'approximation HFB* 91

- Description du formalisme 92
  - méthode HF 92
  - traitements des effets d'appariements 94
- Calcul des facteurs spectroscopiques 96
- Processus de calcul des facteurs spectroscopiques 99
- Résultats et analyse 99

CONCLUSION 107

REFERENCES 109

Remerciements

Je tiens à remercier MM. M. Riou et X. Tarrago de m'avoir accueilli à l'IPN d'Orsay. C'est au sein de la division de Physique Nucléaire, dirigée par Mme H. Langevin que j'ai pu réaliser ce travail. Il a été mené sous la direction de Mme M. Bernas, qui a su par sa compétence et sa gentillesse apporter une grande attention à ce travail et plus particulièrement à la rédaction de ce mémoire. Qu'elle trouve ici l'expression de ma profonde reconnaissance.

Je remercie particulièrement M. le Professeur H. Sergolle d'avoir bien voulu accepter de présider le jury de cette thèse et MM. les professeurs J.M. Loiseaux et D.M. Brink d'y participer.

Que MM. D. Gogny et M. Girod du groupe de Physique Théorique du centre de Bruyères-le-Châtel qui ont impulsé l'analyse théorique de nos résultats et avec qui j'ai eu des discussions fort enrichissantes, trouvent ici l'expression de mes remerciements.

Cette thèse est le fruit d'un travail de groupe, j'exprime ma profonde reconnaissance à MM. P. Roussel, M. Langevin, F. Pougheon, F. Naulin, pour leur aide et pour de nombreuses et stimulantes discussions.

Je remercie M. J.C. Peng pour son rôle décisif au cours de la première phase de ce travail ainsi que MM. les professeurs De Boer et G. Morrison, M.J. Levine pour leur contribution. Ce travail n'aurait pu s'effectuer sans la compétence et les services de MM. Waast et de tout le personnel de l'accélérateur, je les remercie vivement.

Je remercie profondément MM. R. Jory, R. Jezequel, Y. Deschamps pour la mise au point de la nouvelle acquisition du Tandem, et MM. Richard,

P. Cohen et J.C. Artiges pour leur aide apportée au montage et au bon fonctionnement de l'acquisition.

Que M. R. Meunier et ses collaborateurs du Laboratoire René Berna soient également remerciés pour la réalisation de la cible de ^{70}Zn.

Je désire associer à ces remerciements toutes les personnes qui ont contribué avec tant de soins à la présentation de ce travail, en particuli Melles J. Leterrier, M. Paré et Mme Rouvet.

INTRODUCTION

Le développement de la physique nucléaire avec des ions lourds est relativement récent, c'est en effet depuis une dizaine d'années seulement que l'on utilise les ions lourds comme sondes pour étudier les propriétés du noyau. L'histoire montre que les difficultés d'ordre technique dues notamment à l'accélération des ions et à l'identification des particules sortantes, ont demandé un travail de plusieurs années avant d'être surmontées.

Ainsi, dès 1940, Alvarez et ses collaborateurs (réf. 1) accélèrent les premiers des ions ^{12}C. Il faut attendre 1950 pour que Miller et al. (réf. 2) obtienent un faisceau pour étudier les premières réactions entre ions lourds. De 1950 à 1960, l'identification des produits formés se fait exclusivement en mesurant leur décroissance radioactive. Ce n'est qu'à partir de 1960 (réf. 3) que les premières méthodes d'identification élaborées sont mises au point.

Parmi les outils utilisés pour l'étude de la structure nucléaire, les réactions de transfert quasi-élastiques avec des ions lourds, correspondent à l'échange de nucléons entre le noyau projectile et le noyau cible, et conduisent à des états nucléaires froids bien définis. Très localisées à la surface du noyau, ces réactions sont bien décrites qualitativement par un modèle semi-classique. Aux énergies de l'ordre de 5 MeV/A, correspond une longueur d'onde du projectile ($\sim$ .3 fm), bien inférieure aux dimensions du noyau cible et l'on assiste à une concentration des oscillations des distributions angulaires; pour préciser des spins à partir de ces distributions angulaires, il convient bien que cela soit difficile d'effectuer des mesures aux très petits angles. Plus généralement, les mesures à zéro degré constituent un test des modèles de réactions nucléaires puisque les expressions formelles y sont simplifiées. Ceci nous a conduit à mettre au point un système permettant d'effectuer des mesures aux très petits angles.

Grâce aux développements des sources d'ions, le tandem d'Orsay délivre actuellement un faisceau de 100 nA de ^{14}C. Il s'agit de l'un des trois faisceau de ^{14}C existant dans le monde à ce jour. Avec ce faisceau, nous avons étudié la réaction (^{14}C, ^{16}O), qui, exoénergétique, fournit un outil adéquate : pour la mesure de masse de noyaux riches en neutrons et l'étude des corrélations de paires de protons dans le noyau. Comme le premier niveau excité de l'^{16}O se situe à 6 MeV d'énergie d'excitation, la contribution de ce niveau n'interfère pas avec celle des premiers niveaux du noyau résiduel. Dans le ^{14}C également, le premier niveau se trouve à 6 MeV d'énergie d'excitation de sorte que les effets de voies couplées sont négligeables. Ces conditions sont très favorables par rapport à celles de la réaction (^{18}O, ^{20}Ne) déjà étudiée par ailleurs, le transfert analogue en physique des ions légers (n^3He) étant difficile à mettre en oeuvre (Réf. 4). La donnée de base qui caractérise le noyau c'est sa masse. Etendre des mesuresde masses à des noyaux éloignés de la ligne de stabilité (exotiques) permet : de vérifier les hypothèses des différentes prédictions de masse et d'étudier la matière nucléaire dans des conditions aux limites. C'est ainsi que le pick up de deux protons ou mieux encore, la réaction (^{14}C, ^{15}O) conduit à la formation de noyaux riches en neutrons. Ces mesures sont très utiles dans la région des nickel qui, éloignée des alcalins échappe ainsi à l'investigation par les séparateurs en ligne. Enfin, cette région n'est pas atteinte par les mesures de spectroscopie des fragments de fission.

L'étude systématique d'une série de noyaux qui ne diffèrent les uns des autres que par un nombre limités de paramètres (nombre de neutrons ou de protons), permet de mettre clairement en évidence des effets dus à la structure nucléaire (fermeture de couches, zones de déformation, appariement des nucléons). Ainsi, la réaction (^{14}C, ^{16}O) effectuée sur les isotopes pairs du Ni et du Zn, nous a permis d'étudier la configuration de ces noyaux, lorsque le nombre de neutrons varie. Nous avons analysé le comportement des facteurs spectroscopiques extraits à l'aide d'un formalisme de DWBA. Le modèle en couches rend bien compte des propriétés des noyaux dans la couche 2s 1d, mais par contre dans la couche f-p il prend comme hypothèse celle d'un coeur fermé de protons pour la région des Ni Zn : cette hypothèse n'est pas toujours conforme aux résultats expérimentaux (réf. 5) (diffusion d'électrons sur le ^{58}Ni), et, dans notre cas, elle conduit à des facteurs spectroscopiques constants pour les deux séries de transitions. L'approximation Hartree Fock Bogoliubov, décrit le noyau comme un ensemble de particules indépendantes

évoluant dans un champ moyen calculé à partir d'une interaction nucléon-nucléon phénoménologique. Avec cette description qui tient compte explicitement de l'appariement des nucléons, nous avons développé le calcul du facteur spectroscopique, décrivant le recouvrement des états initiaux et finaux. Les résultats sont comparés aux facteurs spectroscopiques extraits de l'expérience.

CHAPITRE I

DISPOSITIF EXPERIMENTAL

Les expériences qui font l'objet de cette thèse ont été réalisées auprès de l'accélérateur Tandem Van de Graaf d'Orsay. Dans ce chapitre, nous décrirons l'ensemble de l'expérience (selon l'ordre suivant) en insistant sur les développements réalisés :

- mise au point du fonctionnement de la source en mode "reverse" pour obtenir un faisceau de ^{14}C, d'une intensité de l'ordre de 100 pnA,
- faisceaulogie,
- réalisation de la cible de ^{70}Zn auprès du séparateur de masse du CSNSM,
- ensemble de détection :
  - spectromètre Bacchus,
  - dispositif de mesure à 0°
  - détecteurs pour l'identification et la reconstitution des trajectoires,
  - résolution obtenue, discussion.
- acquisition.

1 - LA SOURCE

• Le faisceau de ^{14}C utilisé est produit par une source à sputtering (réf.I.1).

Dans son mode standard de fonctionnement, la source Hiconex, (Heavy Ion Cone extraction) produit du Césium vaporisé (métal alcalin électro-

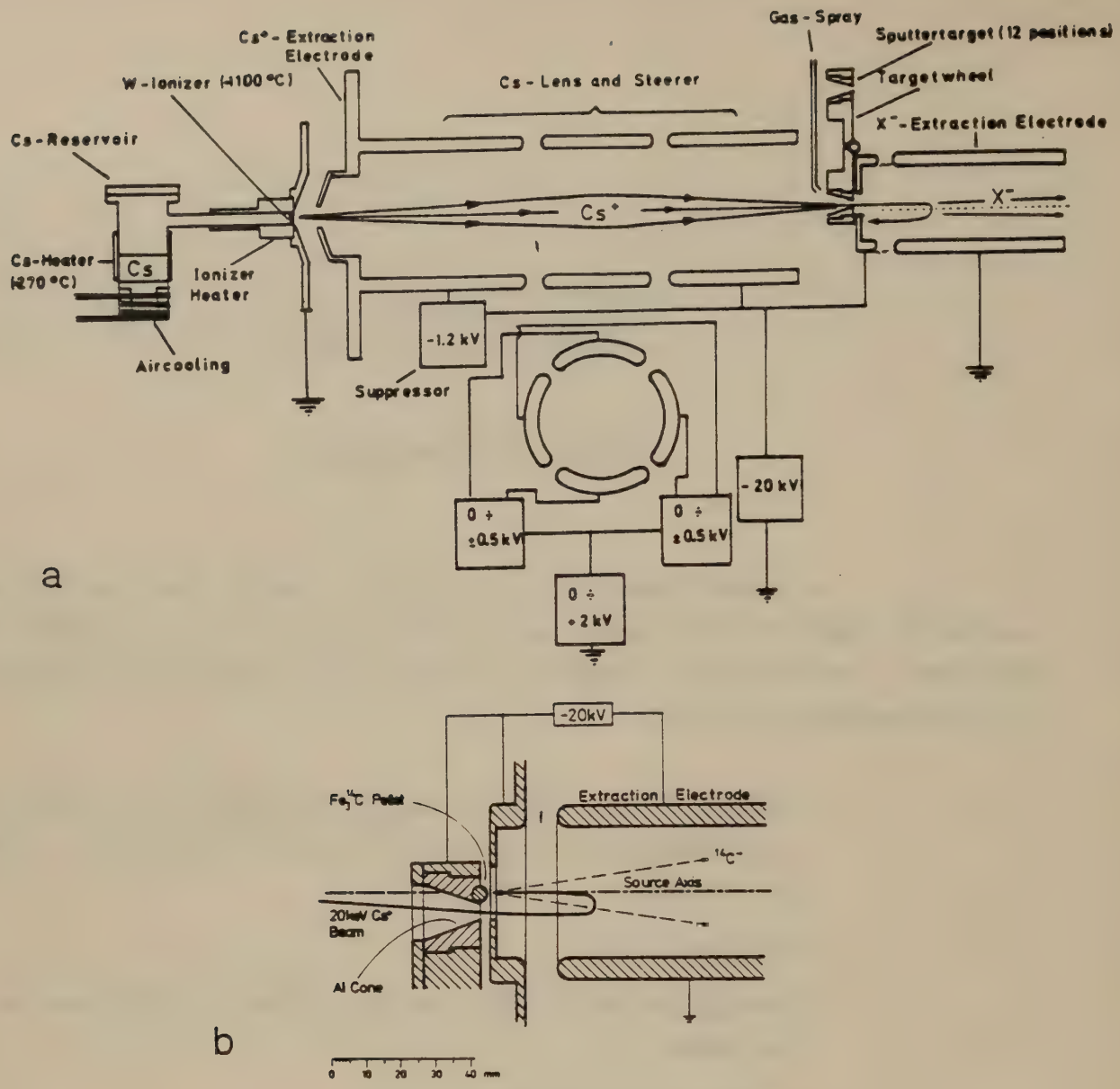


Fig. 1 : a- Schema général de la source Hiconex
b- Extraction "backsputter" ou "reverse"

Type de radiation	β^-	Parcours des β du ^{14}C (mm) E_β 156 keV	50 keV
$T_{1/2}$	5730 ± 40 ans	Air 220	30
E_β max	156 keV	Eau ·3	.04
E_{moyen}	50 keV	Al ·1	.015
Activité spécifique	4.51 mCi/mg		
$T_{1/2}$ Biologique	12 jours		

Tableau 1 : Propriétés du ^{14}C

négatif), qui est ensuite ionisé au passage d'un disque poreux en tungstène chauffé à 1100°. Le faisceau de Cs^+ produit par cet ioniseur est accéléré à 20 kV et focalisé de manière à venir bombarder un cône enrichi avec l'élément à accélérer. Des ions négatifs (une fois chargés) sont ainsi extraits du cône, avec une efficacité de .1 à 1 %. Ces ions sont ensuite extraits de la source et envoyés vers l'injecteur du Tandem.

En plus de ce mode de fonctionnement, on peut faire travailler la source dans une géométrie appelée "basckputter geometry" (fig. 1). Dans ce cas, un faisceau de Cs^+ est focalisé de manière à passer au travers d'un cône en aluminium. Derrière ce dernier, les ions Cs^+ sont contraints par le potentiel d'extraction de venir frapper une pastille enrichie avec l'élément X que l'on veut accélérer. Là aussi, des ions X^- sont extraits et envoyés dans la machine. Dans ce mode de fonctionnement utilisé maintenant pour produire le ^{14}C, l'efficacité est supérieure à celle qu'on obtient en mode standard et, de plus, dans le cas de sources radioactives, la contamination du dispositif est très localisée derrière le cône .

Après un fonctionnement de cinq heures avec une pastille de 1mCi et une décontamination (élimination de tout déchet ou particule issue de la pastille) réalisée par le service de radioprotection de l'IPN, on mesure l'activité résiduelle suivante :

- électrode césium positifs	210 c/s
- " focalisation Cs^+	2.5 c/s
- isolant porte échantillon	0 c/s
- Extracteur ions négatifs	120 c/s
- Support électrode Cs^+ (cote incident)	10 c/s

Ce qui donne au total 340 c/s soit .018 µCi. Avec une pastille de 30 µCi et pendant un temps de fonctionnement de 300 heures on obtient une activité au pire 1800 fois plus grande, c'est-à-dire 32 µCi. La limite maximale admissible (LMA) étant de $3\mu Ci/cm^2$, l'activité résiduelle ainsi obtenue pour l'ensemble de la source est acceptable. Et pendant les expériences, nous avons mesuré un équivalent de dose absorbée de 25 mrem/h à un mètre de la cage de Faraday.

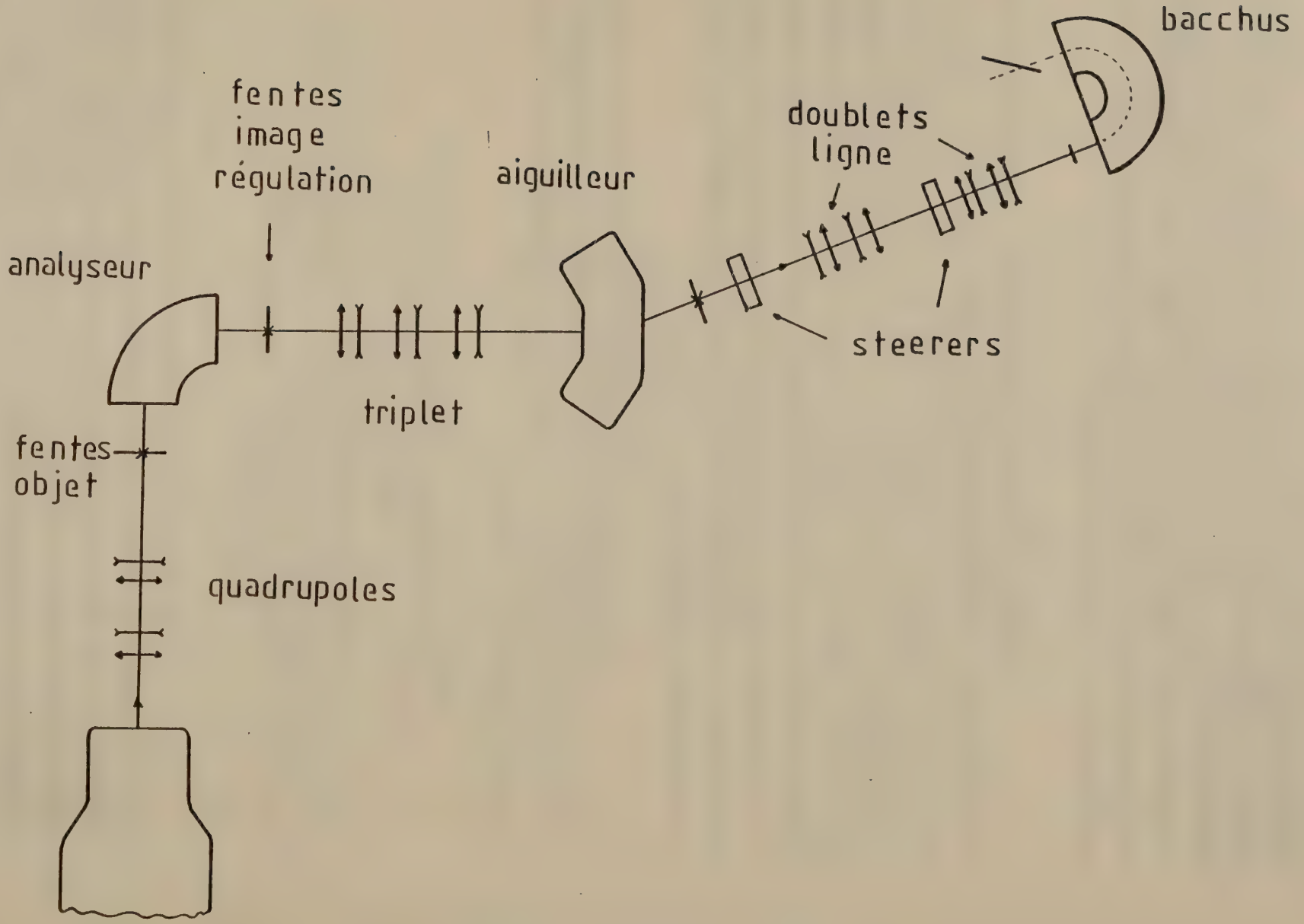


Fig. 2 : Conduite du faisceau après le tandem.

• Pastille de ^{14}C

La préparation de pastilles enrichies en ^{14}C est délicate puisque cet élément est radioactif et de longue période. Quelques données sur le ^{14}C sont indiquées dans le tableau I.

De plus, il convient de réaliser des pastilles qui offrent une bonne résistance mécanique au bombardement par le faisceau de Cs^+. C'est pourquoi on a choisi de fabriquer des pastilles de carbure de fer (Fe_3C).
Les pastilles sont préparées en trois étapes :

- on mélange la poudre de ^{14}C amorphe enrichie à mieux de 80 % (4.18 mC/mgr) avec de la poudre de Fe très pure (taille des grains environ 5 µm), avec la concentration atomique 3 atomes de Fe pour un de carbone.

- On comprime 100 mg de mélange sous vide à quelques tonnes par cm^2 dans une matrice ayant la forme d'un cachet.

- on porte la pastille à haute température (T > 1500°C) par bombardement d'électrons sous vide poussé (10^{-6} Torr).

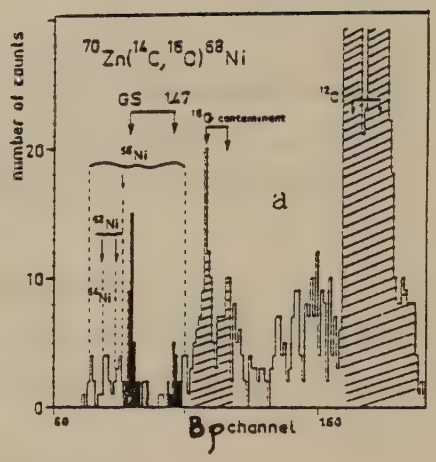
Les pastilles de Fe_3C déformées par la cuisson sont serties derrière le cône. Avec une pastille de 25 mCi, soit 100 mg, utilisée pour nos expériences, nous avons obtenu au maximum 180 pnA et de façon courante 30 pnA à la sortie source pendant trois semaines.

2 - FAISCEAULOGIE

Les ions de $^{14}C\ 5^+$ de 72 MeV issus du Tandem (fig. 2) sont défléchis à 90° par un aimant à double focalisation (l'analyseur) permettant avec les fentes images de réguler l'énergie du faisceau (la précision étant de 1 keV par état de charge). Les ions sont ensuite aiguillés vers l'aire d'expérience; ils sont focalisés horizontalement et verticalement par deux quadrupoles et deux steerers permettant de déplacer la tache image sur la cible et également de modifier l'angle d'incidence.

Cibles	épaisseur ($\mu g/cm^2$) à 10 %	Origine	$\Delta E_{^{14}C}$ de 72 MeV (keV)
^{64}Ni	145	LASL	248
^{62}Ni	176		309
^{60}Ni	145		273
^{58}Ni	160		300
^{64}Zn sur ^{12}C	98 + 20		170
^{66}Zn "	360 + 20		611
^{68}Zn	250 + 20		409
^{70}Zn	80 + 20	CSNSM	130
	40 + 30		65
^{76}Ge sur ^{12}C	80 + 30	DPHNBE	128
^{74}Ge sur ^{12}C	40 + 30	SACLAY	65
$^{82}_{34}Se$ sur ^{12}C	50 + 20		94

Tableau II : Caractéristiques des cibles



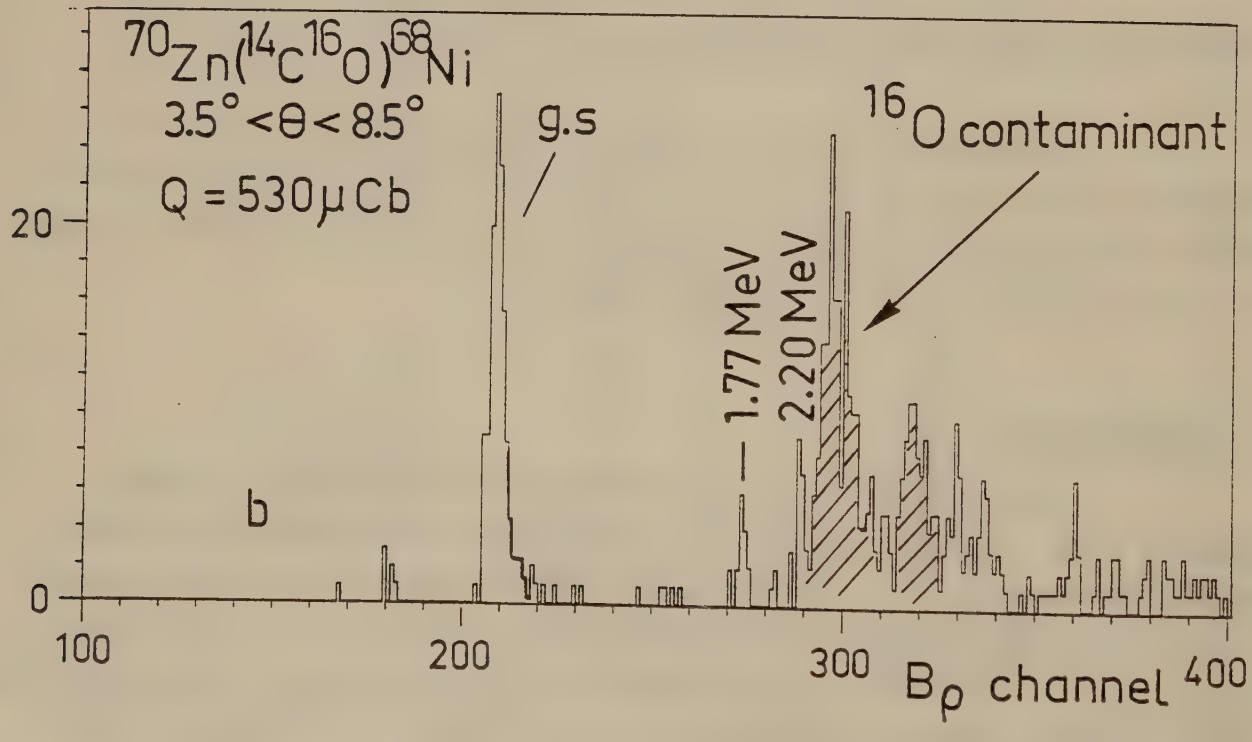


Fig. 3 : Spectres obtenus avec les deux cibles de ^{70}Zn

Les valeurs des champs magnétiques de la ligne de conduite du faisceau, sont calculées à l'aide d'un programme dit "Transport" adapté par P. Roussel et E. Kashy (réf.L2). Le contrôle de la taille et de la forme du faisceau, se fait par l'observation des images d'une mire, placée au niveau des fentes images de l'analyseur, après chacun des éléments magnétiques.

Pour obtenir dans le plan focal de Bacchus la résolution optimum et compenser au premier ordre les effets d'ouverture angulaire, il faut prendre en considération le facteur cinématique de la réaction considérée et apporter une "correction" aux valeurs précédemment déterminées.

3 - LES CIBLES

Les caractéristiques des différentes cibles utilisées pour ces expériences sont présentées dans le tableau II. En ce qui concerne la cible de ^{70}Zn, nous avons constaté lors d'une première expérience, que la réaction (^{14}C, ^{16}O), sur les contaminants isotopiques du Zinc (35 %), et sur l'oxygène présent dans la cible, nous empêchait d'identifier les états excités du noyau résiduel de ^{68}Ni (fig. 3.a). Il est apparu nécessaire de réaliser une cible de ^{70}Zn isotopiquement pure et sans contaminants.

Cette cible a été préparée auprès du séparateur "Paris" du laboratoire René Bernas. Partant de poudre de zinc enrichie à 65 % en ^{70}Zn, on effectue une séparation du ^{70}Zn qui est déposé sur un support de ^{12}C (30 $\mu g/cm^2$) résistant au bombardement ionique. On obtient ainsi un dépot enrichi à mieux que 99.9 %.

Pour limiter l'oxygénation et l'hydruration du dépôt de ^{70}Zn, nous avons extrait la cible du séparateur dans une bulle en plastique dans laquelle circulait de l'argon sec en légère surpression. Nous avons ensuite monté la cible dans un sas afin de la conserver sous vide.

Malgré ces précautions, de légères traces d'oxygène subsistent (fig. 3b). Cette contamination a eu lieu soit, au cours de la séparation elle-même, soit pendant l'extraction du séparateur.

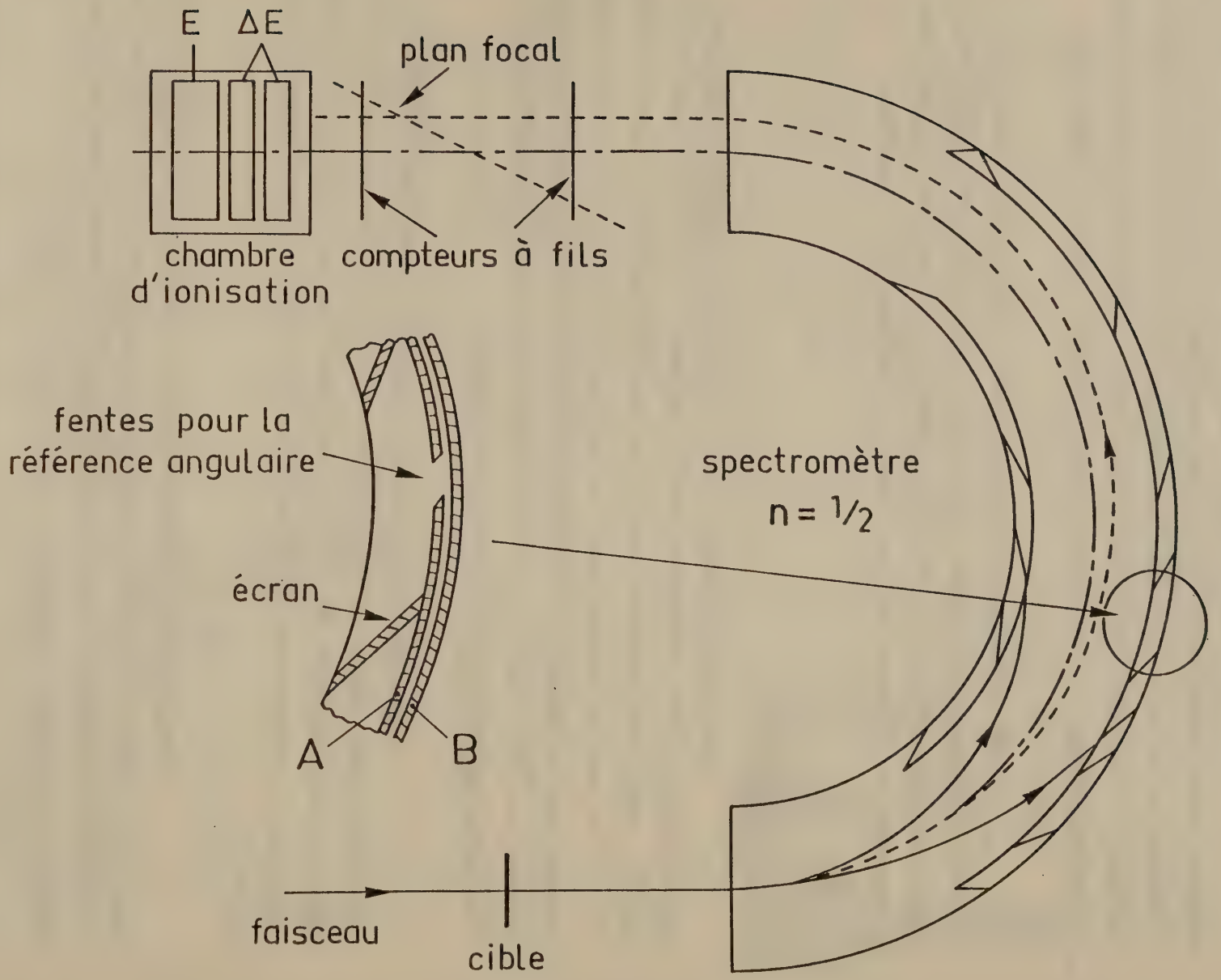


Fig. 4 : Système de détection.

4 - ENSEMBLE DE DETECTION

La mesure des excès de masse résulte ici de la détermination de la chaleur de réaction. Cette mesure est basée sur la conservation de l'énergie dans les réactions à deux corps; ceci nous amène à déterminer la nature, l'impulsion et l'angle d'émission de l'éjectile.

Le système de détection (fig. 4) comprend :

- un spectromètre magnétique,
- un dispositif de mesure à 0°,
- deux compteurs proportionnels à fils résistifs,
- une chambre d'ionisation.

4.a - Spectromètre Bacchus

L'emploi d'un spectromètre permet :

- une sélection en Bρ et l'observation d'une plage en énergie importante du fait de sa faible dispersion. Un étalement de 7 % en Bρ donc de 14 % en énergie est obtenu sur son plan focal.

- une analyse jusqu'aux angles avant .

L'aimant Bacchus a les caractéristiques suivantes :

- angle de deflexion 178°
- rayon moyen ρ_o = 700 mm
- l'indice η vaut 1/2, ceci pour une gamme en champ magnétique allant de .8 à 1.5 T. Avec cette valeur de l'indice, les distance focales horizontales et verticales sont égales (condition de double focalisation). Ainsi, les grandissements horizontaux et verticaux sont égaux et pour des distances d'entrée couramment utilisées (distances cible - diaphragmes d'entrée de l'ordre de 350 mm), leur valeur est proche de l'unité. Pour une distance objet de 320 mm, et un facteur cinématique nul, le plan focal est à 450 mm de la face de sortie et incliné de 55°. Avec un grandissement G = 1, la dispersion donnée par

$$D = \frac{\delta x}{\rho_o} \left(\frac{\delta p}{p}\right) = \frac{1+G}{1-n}$$ vaut 4 et la résolution

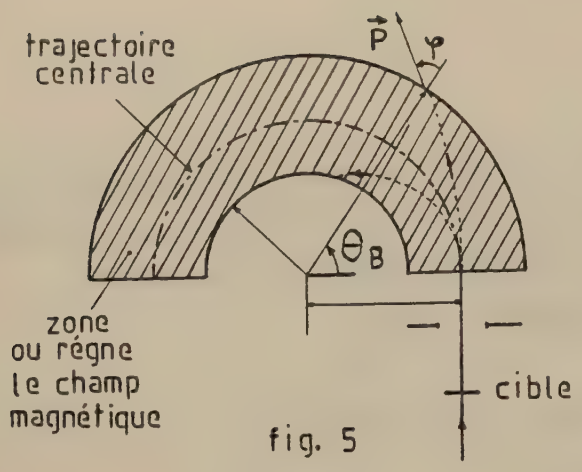
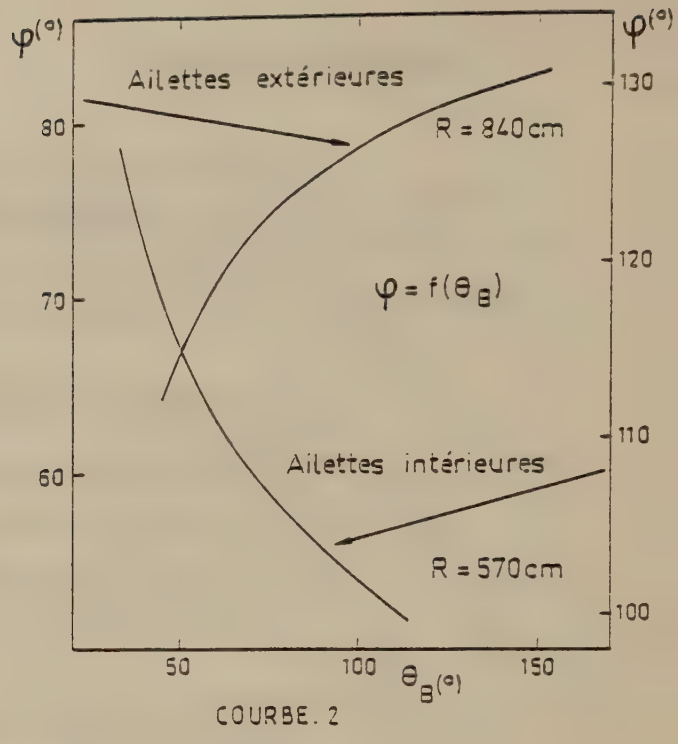
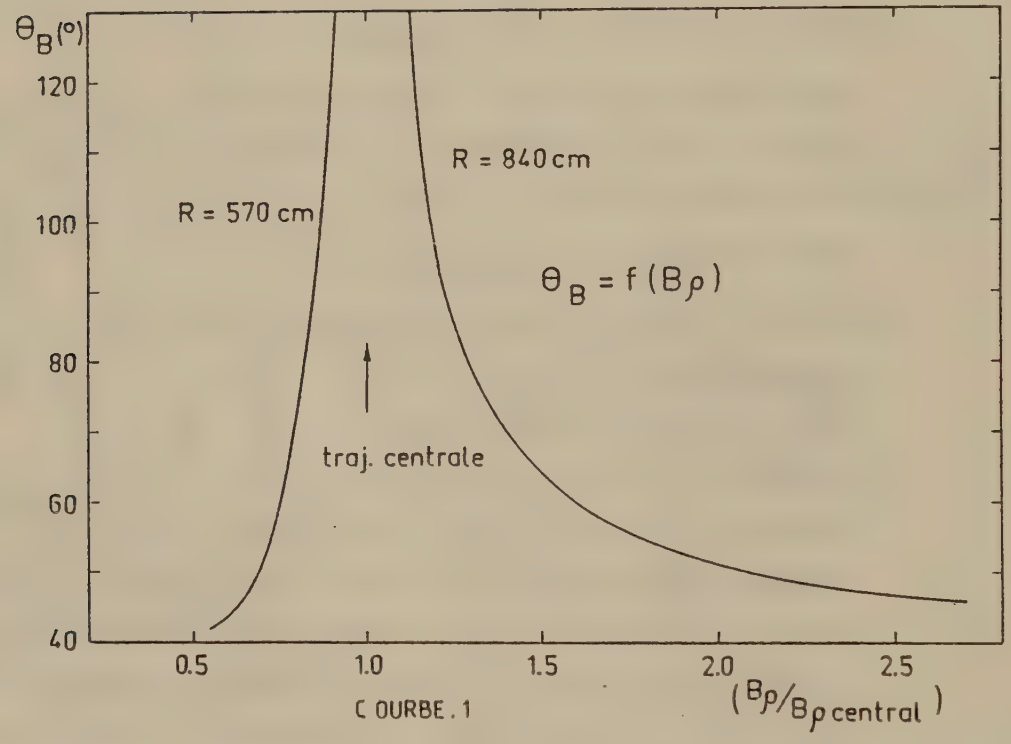


fig. 5



COURBE. 2



COURBE. 1

Fig. 5 : Définition des variables utilisées pour le calcul de la position des ailettes.

Courbe 1 : Angle de déflexion magnétique (θ_B) en fonction de la rigidité magnétique rapportée à la valeur de la trajectoire centrale.

Courbe 2 : Angle de l'impulsion sortante (φ) en fonction de l'angle de deflexion.

$$\frac{\Delta B\rho}{B\rho} = \frac{\Delta x}{4\rho_o} = \frac{\Delta x}{2800}$$

4.b - Dispositif de mesure à zéro degré

Pour effectuer des mesures aux très petits angles et notamment à zéro degré, nous avons équipé l'aimant d'un dispositif intérieur à la chambre à vide (fig. 4), pouvant d'une part piéger le faisceau incident, et d'autre part, effectuer une mesure du courant.

L'ensemble du dispositif est constitué de deux éléments en arc de cercle, réalisés en aluminium, comportant chacun des ailettes de support disposées suivant la direction de l'impulsion de la particule sortant du champ magnétique. Ces ailettes permettent ainsi de protéger l'espace image de l'aimant du bruit de fond résultant de l'impact du faisceau.

La disposition des ailettes a été calculée de la manière suivante :

On considère la diffusion élastique à zéro degré et on calcule avec le programme de simulation Trajam (réf.I.3) les trajectoires des éjectiles à l'intérieur et à la sortie de l'aimant en fonction de la réaction considérée. Dans un premier temps, on détermine suivant la rigidité magnétique du faisceau d'éjectiles ($B\rho$), les coordonnées du point de sortie des particules de la zone où règne le champ magnétique (fig. 5). On obtient ainsi une relation entre l'angle de déflexion (θ_B) et le rapport $B\rho/B\rho_o$ (courbe 1) ($B\rho_o$ correspondant à la trajectoire centrale). Dans un second temps, pour les rayons intérieurs et extérieurs délimitant la zone où règne le champ magnétique, on obtient une relation entre l'angle (φ) qui repère la direction de l'impulsion sortante, et θ_B (courbe 2).

Les deux éléments du dispositif sont placés à l'intérieur de la chambre à vide de l'analyseur selon les rayons intérieur et extérieur qui limitent la zone où règne le champ magnétique. Ils offrent la possibilité de piéger des faisceaux ayant des rigidités magnétiques ($B\rho$) comprises entre .7 et .9, et 1.15 et 2.5 par rapport à la valeur $B\rho_o$ de la trajectoire centrale, avec toutefois des valeurs interdites qui correspondent à la position des ailettes (Tableau II.2).

R = 840 cm		R = 570 cm	
θ_B° (± 2°)	$B\rho/B\rho_o$	θ_B° (± 2°)	$B\rho/B\rho_o$
48	2.4	45	.63
55	1.7	67	.78
65	1.5	100	.87
75	1.36	140	.94
90	1.22		
107	1.18		
125	1.12		

Tableau II.2

La partie intérieure A du dispositif (fig. 4) est équipée d'orifices (fentes pour la référence angulaire). Ceci permet une mesure du courant collecté sur la partie extérieure B, isolée électriquement de la partie A. On détermine ainsi la position de l'impact du faisceau et l'on s'assure qu'il ne vient pas heurter la "tranche" d'une ailette. La mesure du courant incident se fait en ajoutant les courants en A et B.

Durant les expériences, le faisceau incident était piégé à $\theta_B = 90°$ et le bruit de fond ainsi introduit dans l'espace image de l'aimant était négligeable.

4.c - Les compteurs

Les deux compteurs utilisés sont des compteurs proportionnels de type monofil à partage de courant (réf.I.4), remplis au propane ($C_3 H_8$). A chaque extrémité on recueille les charges S_1 et S_2 inversement proportionnelles aux résistances R_1 et R_2.

Ainsi, $\Delta E_1 = S_1 + S_2$ donne la perte d'énergie dans le compteur et $X_1 = \ell\ S_1/S_1+S_2$ la position (ℓ : longueur du fil 300 mm).

Pour un facteur cinématique nul (faisceau d'ions légers sur cibles lourdes) seule la mesure de la position sur le premier compteur (X_1), qui est proche du plan focal théorique de l'aimant, fournit la valeur du $B\rho$. Mais, pour des réactions à facteur cinématique (K) différent de zéro, il faut déterminer le $B\rho$ corrigé, c'est-à-dire, l'intersection de la trajectoire sortante (rectiligne) avec le plan focal déplacé, le déplacement étant fonction de K.

Avec deux compteurs proportionnels on peut réaliser la reconstitution de trajectoire (réf.I.5). On mesure les points d'intersection de la trajectoire de l'ion sortant avec deux droites représentées par les deux fils des compteurs (fig. 6), qui sont distants de 460 mm et placés dans l'espace image de l'analyseur. Un calcul simple à partir de ces deux données permet d'une part d'obtenir le $B\rho$ de l'éjectile et d'autre part l'angle de sortie de la particule, qui correspond à l'angle d'entrée puisque le grandissement angulaire est égal à 1.

C'est ainsi que la mesure de X_1 et X_2, positions sur le premier et second compteur, fournit (réf.I.6)

$$\theta = X_2 - \alpha X_1$$

$$B\rho = C_1 \frac{X_2 + V_2}{X_2+V_2 - X_1+V_1}$$

Les constantes V_1 et V_2 dépendent du facteur cinématique car elles sont déterminées par la position du plan focal déplacé, par rapport aux fils des compteurs (fig. 6). α, C_1 et C_2 sont des constantes géométriques.

Des tests du dispositif (réf. 6) en diffusion élastique à 8°, des ions ^{16}O de 68 MeV sur une cible mince d'or (2µg/cm^2 sur 5µg/cm^2 de ^{12}C), ont montré que la précision en position est de .5 mm et que l'on obtient une résolution angulaire de .3°. Mais, comme nous le verrons plus loin, l'essentiel de l'élargissement des pics vient de l'épaisseur de la cible.

Le premier compteur fonctionne avec une pression de 15 Torr, une HT de 1000 volt et des fenêtres de 100 µg/cm^2 d'épaisseur (3 fois 33 µg/cm^2) en mylar. Cette faible pression et des feuilles minces sont choisies pour réduire le straggling angulaire et ainsi améliorer la résolution sur le second compteur. Ce dernier fonctionne avec des feuilles de 400 µg/cm^2 en formwar; la pression de 40 Torr et la HT de 1200 V, sont plus élevées que celles du premier compteur de façon à conserver une résolution optimum.

4.d - Chambre d'ionisation

L'identification de l'éjectile est réalisée par une chambre d'ionisation (réf.L7). L'anode découpée en trois plaques fournit deux signaux perte d'énergie et un signal énergie résiduelle. Le signal cathode (K) permet à l'aide du rapport K/E_T (E_T énergie totale) d'obtenir l'ordonnée de la trajectoire. Une pression de 200 mbar et une tension de 1000 volts sur l'anode, 500 V sur la grille et -500 V sur la cathode ont été utilisées. Le gaz employé est de l'isobutane ($C_4 H_{10}$).

La résolution obtenue en énergie et en perte d'énergie est de l'ordre du %, optimisée par une répartition du potentiel électrostatique à

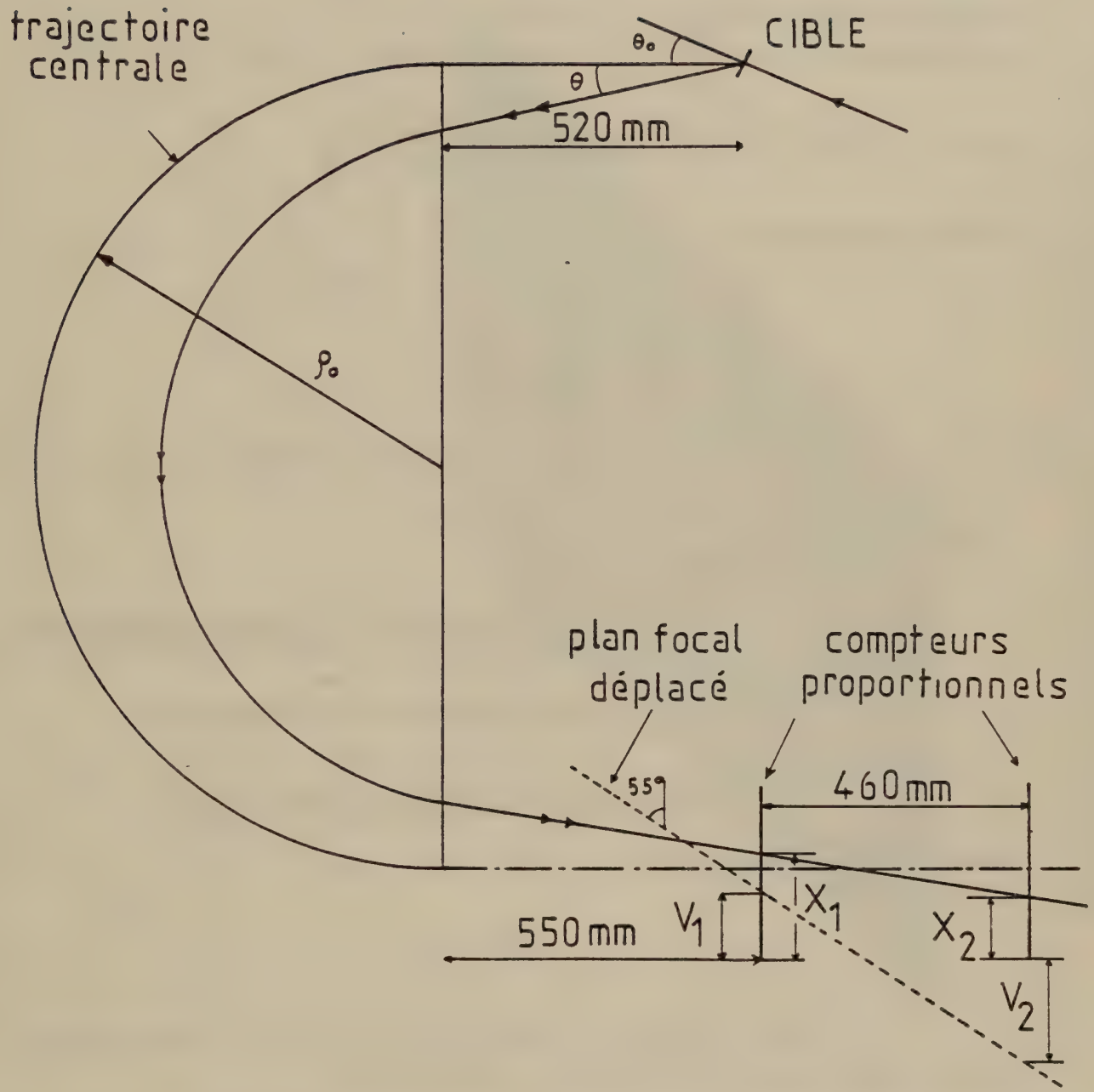


Fig. 6 : Definition de la géométrie utilisée pour le calcul des trajectoires dans l'espace image de l'aimant.

l'entrée et à la sortie de la chambre.

On rappelle qu'un noyau d'énergie E qui traverse un matériau d'épaisseur donnée perd pour $\Delta E \ll E$: $\Delta E \propto k \frac{A Z^2}{E}$ (1)
(Z étant le numéro atomique de l'ion).
On a également $B\rho = \sqrt{\frac{2AE}{z2e^2}}$ (2) (z état de charge de l'ion)

et les relations (1) et (2) donnent $\Delta E = \frac{h A^2 z^2}{(B\rho)^2 z^2 e^2}$ (3)

d'après l'expression (2)

$$\frac{dE}{E} = \begin{cases} -\frac{dA}{A} & \text{à } z \text{ et } Z \text{ fixés} \\ \frac{2dz}{z} & \text{à } A \text{ et } Z \text{ fixés} \\ 0 & \text{à } A \text{ et } z \text{ fixés} \end{cases}$$

et d'après l'expression (3)

$$\frac{d(\Delta E)}{\Delta E} = \begin{cases} \frac{2dZ}{Z} & A, z \text{ fixés} \\ -\frac{2dz}{z} & Z\ A \text{ fixés} \\ \frac{2dA}{A} & z\ Z \text{ fixés} \end{cases}$$

pour des $^{16}_{0}\ 8^{+}$ on obtient :

	Z→Z+1	A→A+1	z→z+1
$\frac{dE}{E}$	0	6 %	25 %
$\frac{d\Delta E}{\Delta E}$	25 %	13 %	25 %

Avec la résolution obtenue en E et ΔE ($\sim$ %), nous avons donc une bonne identification des différents ions (fig. 7).

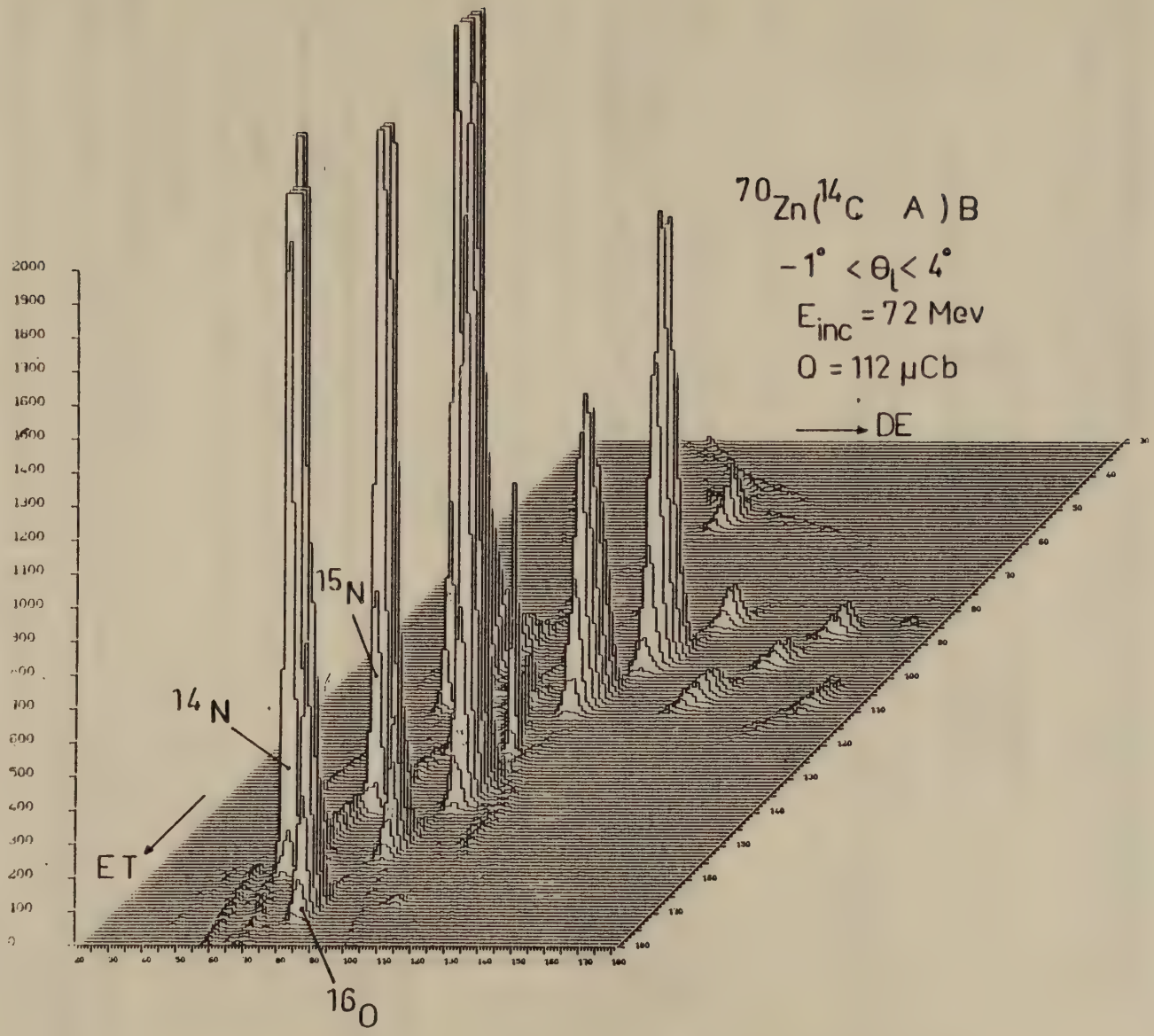


Fig. 7 : Représentation bidimensionnelle des événements associés à la voie d'entrée $^{70}Zn + ^{14}C$ selon l'énergie et la perte d'énergie corrigées (θ_o = 1.5° Lab).

4.e - Résolution

Avec un vide poussé dans les enceintes (10^{-6} Torr) et une bonne stabilité en énergie du tandem $\pm$ .03 % en énergie (40 keV pour 72 MeV incident) la résolution en énergie de l'ensemble expérimental, définie comme la largeur à mi-hauteur des pics d'un spectre en énergie, dépend de trois facteurs :

- l'émittance du faisceau incident,
- la résolution de l'analyseur et des compteurs,
- les différences de ralentissement dans la cible pour l'ion incident et l'ion émergeant.

- Emittance.

Ayant éliminé au premier ordre les effets dus au facteur cinématique, à l'ouverture angulaire, l'émittance qui est de π mm mrd intervient au second ordre $(\frac{\delta^2 E}{\delta \theta^2})$ et apporte ainsi une contribution négligeable à la résolution en énergie.

- Analyseur et compteurs

En ce qui concerne l'analyseur, des tests effectués sur celui-ci montrent un pouvoir de résolution suffisant pour la précision désirée (réf. 3). Pour les compteurs, une résolution intrinsèque de 1 mm pour le premier et de $\sim$.7 mm pour le second permet à une précision de .3° sur la détermination de l'angle d'émission de l'éjectile, compte tenu du straggling angulaire dans le premier compteur, donc à une incertitude de 15 keV sur son énergie (cas de la réaction $^{62}Ni(^{14}C\ ^{16}C)$ à 6°).

Dans le cas où l'on peut assimiler X_1 (position sur le premier compteur) au plan focal, une résolution spatiale de .5mm donne une imprécision de 15 keV sur l'énergie.

- Cibles

Un élargissement des pics observés est introduit du fait de l'épaisseur de la cible. On rappelle que le ralentissement de la particule détectée est pour une cible d'épaisseur e, à un angle donné θ :

$$\Delta E = \left.\frac{dE}{dx}\right|_{AB} \lambda e + \left.\frac{dE}{dx}\right|_{BC} \frac{(1-\lambda)e}{\cos\theta} \qquad \lambda \text{ est compris entre 0 et 1}$$

$\left.\frac{dE}{dx}\right|_{mM}$ est le ralentissement en MeV cm^2/g de l'ion m dans le corps M, il est donné par :

$$\frac{dE}{dx} = \left.\frac{dE}{dx}\right|_{\text{table}} \frac{\langle M \rangle}{M_{\text{cible}}} \frac{m_{proj}}{m}$$

- $\langle M \rangle$ est la masse atomique pondérée par la composition isotopique naturelle.
- m masse du projectile de la table.

La variation de cette perte d'énergie avec le parcours (λ), est faible en diffusion élastique aux petits angles, mais devient importante pour les réactions de transfert. Ainsi, avec la réaction (^{14}C ^{16}O) sur une cible de Ni d'épaisseur 200 $\mu g/cm^2$ cette contribution sur le spectre en énergie est de 240 keV. Elle ne peut être réduite qu'en diminuant l'épaisseur de la cible mais ceci conduit évidemment à abaisser le taux de comptage.

En résumé, et à la vue de ces différentes contributions à la résolution qui s'ajoutent quadratiquement, on constate que celle venant de l'épaisseur cible est prédominante.

5 - ACQUISITION

5.a - Electronique

Le rôle de l'équipement électronique est de traiter des signaux venant du système de détection afin de fournir un certain nombre d'informations sous forme de données numériques. Ces dernières peuvent êtres analysées en ligne (afin de vérifier le fonctionnement de l'ensemble de détection) ou bien analysées ultérieurement (traitement des données).

La figure 8 représente le dispositif électronique utilisé. Sur le schéma, on a représenté les voies notées S et C qui symbolisent respectivement les quatres signaux (S_1, S_2, S_3, S_4) venant des compteurs proportionnels et les signaux (ΔE_1, ΔE_2, E_r, K) venant de la chambre d'ionisation.

Ainsi, les voies rapides (S) sont reliées à CALI (coïncidence à logique incorporée) rapide qui effectue la sélection des événements de configurations choisies. Lorsqu'un événement a été accepté à ce niveau, on dispose d'un ordre de préanalyse (OPA) qui sera utilisé pour commander le chargement des allongeurs des portes linéaires. Les signaux lents (c) sont reliés à CALI lent; en cas d'acceptation de l'événement, c'est-à-dire s'il y a eu coïncidence entre les voies lentes et les voies rapides, on dispose d'un ordre d'analyse (OA) qui commande la sortie des portes et démarre un cycle au niveau du corrélateur (COR C), dont on expliquera le rôle plus loin. Avec cet ordre d'analyse, CALI délivre un signal (code) donnant la configuration de l'événement. En cas de rejet de l'événement, un signal nul remet à zéro les portes linéaires.

Les signaux de sortie des portes sont envoyés aux codeurs qui transforment le signal analogique en signal digital, le résultat est ensuite présenté aux coupleurs d'entrée.

Le corrélateur a pour tâche dès l'arrivée de l'ordre d'analyse, de contrôler si pendant le temps de codage fixé par l'utilisateur, tous les signaux des voies qui sont indiqués par le code, ont été effectivement codés. Ensuite, il transfère les résultats sur le Bus d'entrée sortie de Solar.

Le temps mort correspond au temps compris entre la prise en compte par CALI d'un événement (OA) et son acceptation par l'acquisition. Acceptation concrétisée par l'envoi d'un signal de Remise à zéro, lorsque tous les signaux associés à un événement ont été transmis au calculateur, ce temps représente en moyenne 800 µs à 1 ms suivant la nature du programme d'acquisition.

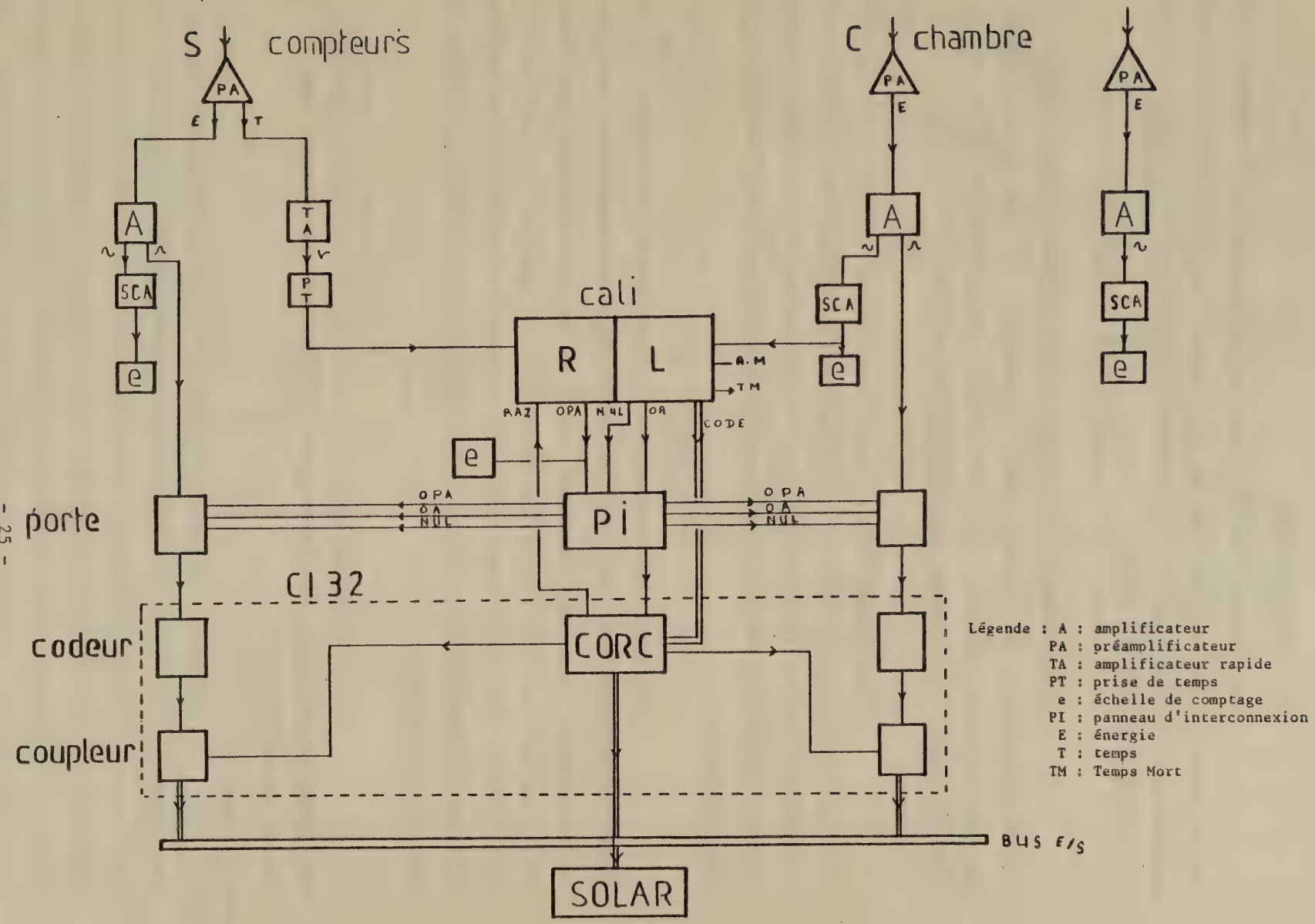


Fig. 8 : Schéma électronique

5.b - Acquisition

Les informations arrivant au calculateur solar dont l'organisation générale est schématisée sur la figure 9 a, sont stockées sur bande magnétique et permettent à l'aide d'un programme propre à chaque utilisateur, un contrôle de l'acquisition.

Le programme à partir des signaux bruts construit des spectres au vol, calculés ou DMI (Direct Mémory increment), en mono ou en bidimensionel. Les deux premiers spectres (vol ou calculé) résultent d'un calcul ou/et d'un filtrage. (choix d'une particule ou d'un pic).

Il est possible de fonctionner en BRUT (fig. 9.b), dans ce cas, tous les événements parvenant au calculateur sont inscrits sur bande magnétique, ou en NOBRUT qui offre la possibilité de ne pas mettre sur bande magnétique certains événements parasites abondants comme ceux qui sont associés à la diffusion élastique.

Avec notre programme dont l'organigramme est montré sur la figure 10, on visualise $\Delta E1$, $\Delta E2$, X1 et X2 (pertes d'énergie et position dans les compteurs). Ceci nous permet de vérifier le fonctionnement des détecteurs et la qualité des fils résistifs. Pour celà, on considère la diffusion élastique sur la cible utilisée et avec une faible ouverture angulaire, on réalise un balayage du compteur avec le pic élastique en faisant varier le champ magnétique de l'analyseur.

On effectue également à ce stade, un étalonnage angulaire en modifiant la position des diaphragmes d'entrée de l'analyseur (autour d'une valeur centrale θ_o).

Ensuite, on construit la carte bidimensionnelle E @ ΔE qui nous donne la qualité de l'identification de la chambre d'ionisation. Ce spectre est obtenu en effectuant une correction sur l'énergie et sur la perte d'énergie de l'ion sortant en fonction du $B\rho$, afin de réduire la surface occupée par chaque ion. Pour réduire cette dépendance vis-à-vis du $B\rho$ (assimilé à X_1), considérée au premier ordre comme linéaire, et ainsi améliorer l'identification, on exprime E et ΔE sous la forme (fig. 11)

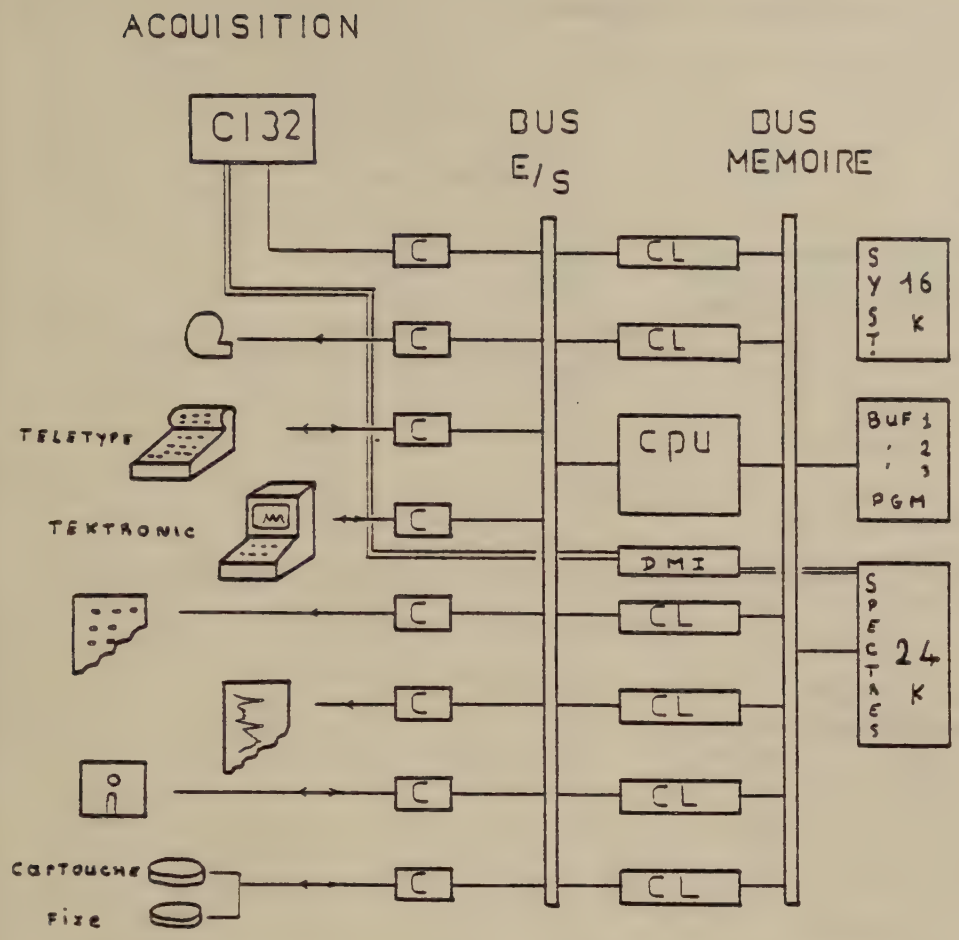


fig 9 a

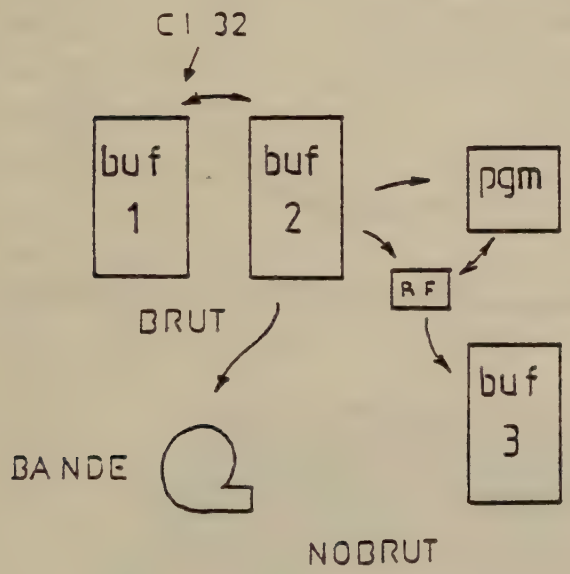


fig 9 b

Fig. 9 : Organisation générale de l'ordinateur Solar

légende : C : coupleur
CL : canal (liaison avec un périphérique)
PGM : programme utilisateur
RF : recopie-filtrage

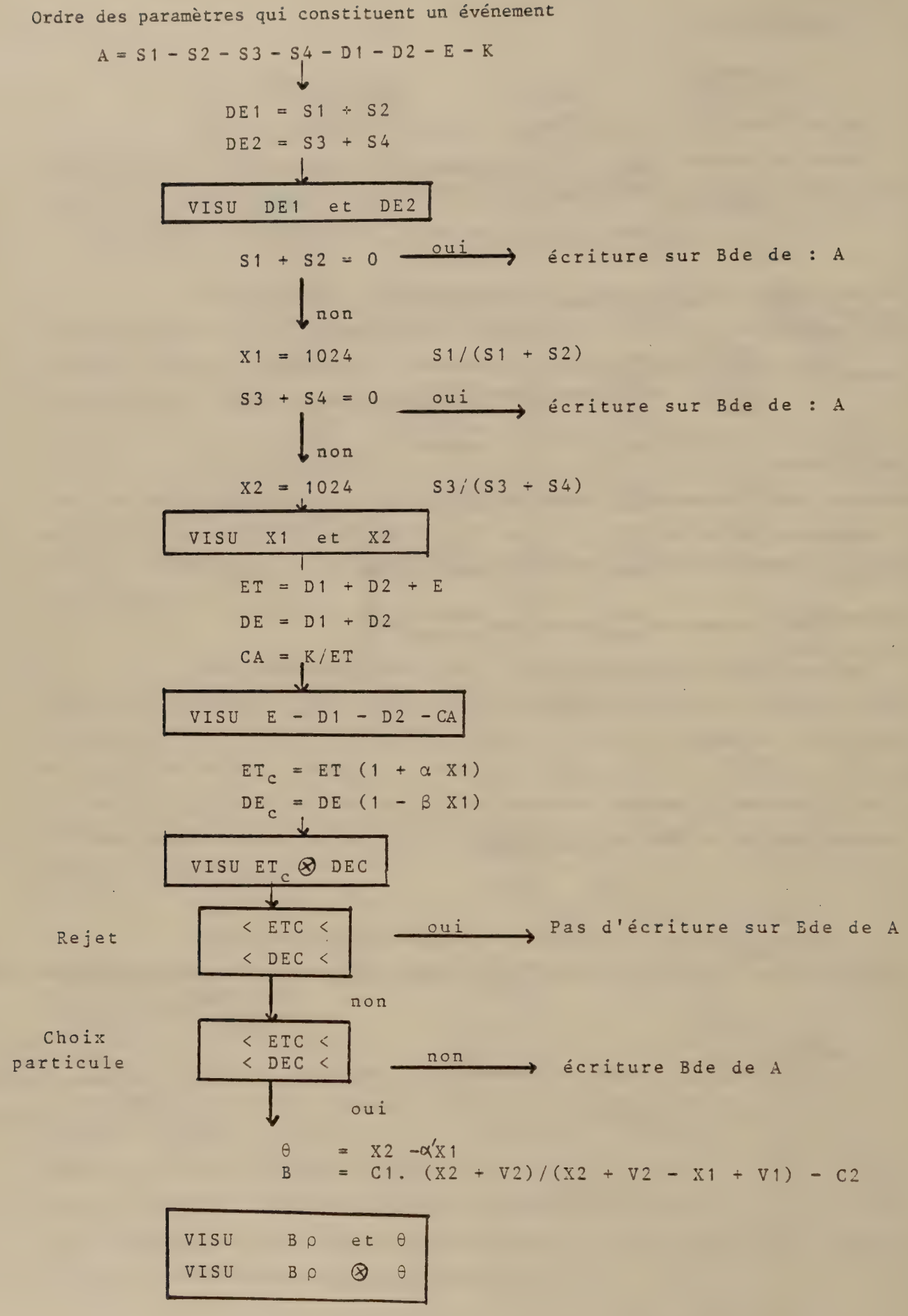


Fig. 10 : Organigramme du programme d'acquisition.

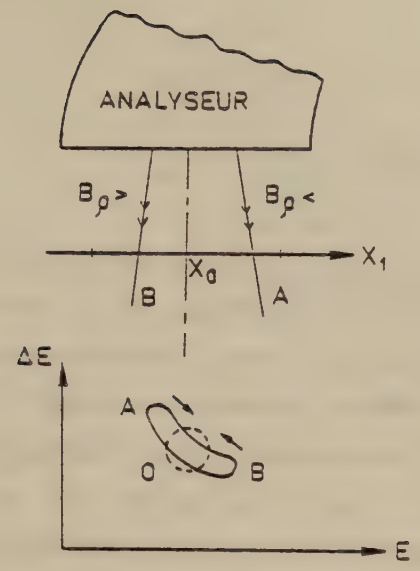


Fig. 11 : Correction appliquée à E et ΔE en fonction du Bρ pour regrouper les valeurs E, ΔE associées à chacun des ions.

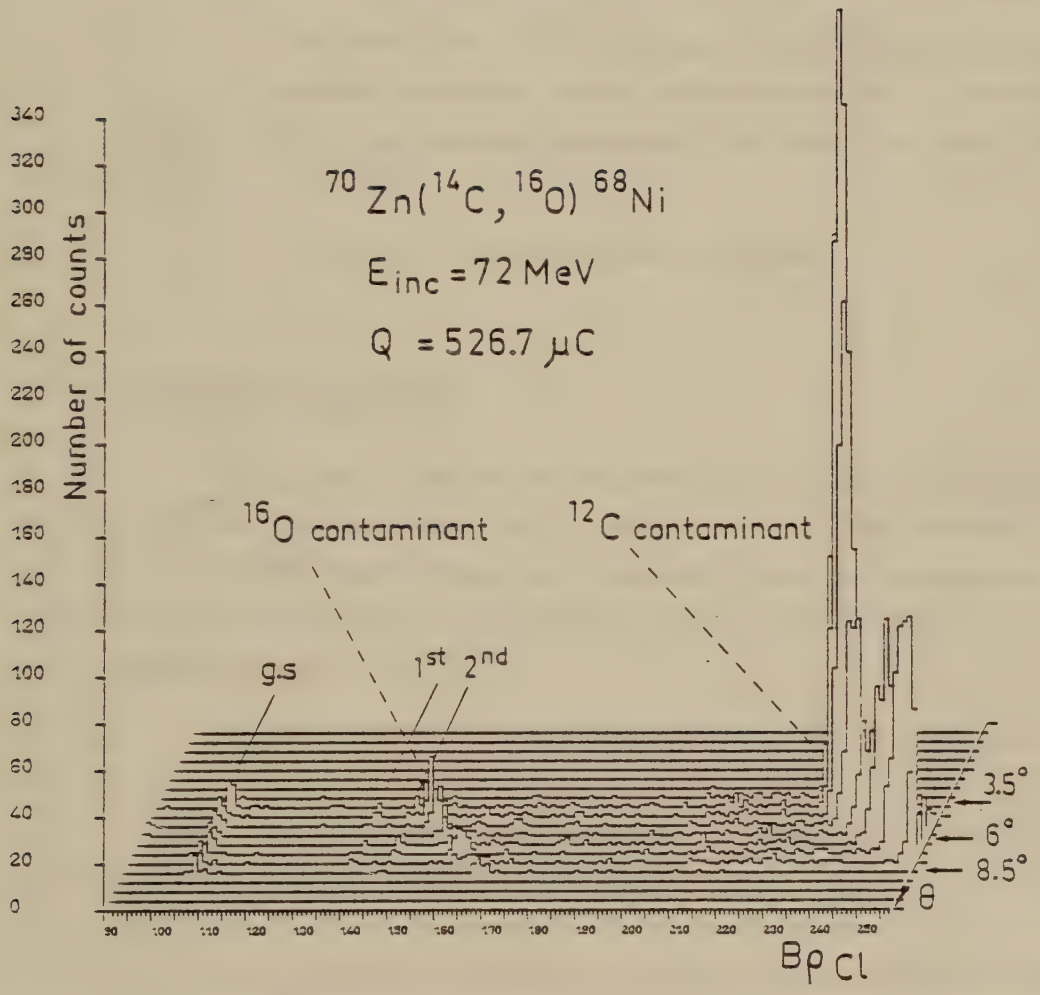


Fig. 12 : Représentation bidimensionnelle des événements pour la réaction $^{70}Zn(^{14}C,^{16}O)^{68}Ni$ à $\theta_{Lab}^{o} = 6°$, selon leur rigidité magnétique et leur angle calculés.

$$E_C = E(1 + \alpha\ (X_1 - X_o))$$

$$DE_C = DE\ (1 - B(X_1 - X_o))$$

On sélectionne ensuite l'ion sortant, puis, par un calcul simple, on construit le spectre en Bρ correspondant et la carte bidimensionnelle Bρ @ θ (θ angle d'émission de l'éjectile). Cette dernière nous indique si la correction cinématique est bien faite (détermination de V1 et V2) car dans ce cas, le fondamental et les états excités du noyau résiduel étudié apparaissent perpendiculaires à l'axe des Bρ, (fig. 12), tandis que les contaminants (réactions sur ^{12}C ou l'oxygène) qui ont des facteurs cinématiques très différents de ceux de la réaction étudiée, apparaissent inclinés.

CHAPITRE II

SPECTRES OBTENUS - ANALYSE

Dans ce chapitre, après avoir exposé rapidement le traitement des données, nous présenterons :

- la méthode d'étalonnage et la précision sur la détermination des masses,
- les spectres en énergie des noyaux résiduels conduisant : aux masses de noyaux riches en neutrons et à l'énergie d'excitation des premiers niveaux. Ceci pour les réactions (^{14}C ^{16}O) et (^{14}C ^{15}O).
- l'obtention des sections efficaces.

1 - TRAITEMENT DES DONNEES

Il a été effectué en majeure partie sur l'ordinateur SOLAR. A l'aide d'un programme analogue à celui qu'on utilise pendant l'acquisition, on lit les bandes magnétiques en optimisant tous les paramètres des différents calculs; puis on construit les spectres en Bρ des éjectiles qui correspondent à la réaction étudiée :

- pour toute la plage angulaire, c'est-à-dire pour 5° autour de θ_o,
- en découpant des fenêtres angulaires de 1° (θ_i ±.5°) afin de construire les distributions angulaires.

Ces spectres archivés sur disque, puis transférés sur bande magnétique, sont ensuite tracés auprès de l'ordinateur central ARIEL.

2 - ETALONNAGE

Pour calibrer en énergie les masses ou l'énergie des niveaux d'excitation du noyau résiduel formé, on utilise des réactions pour lesquelles le noyau résiduel est bien connu. On calcule par la cinématique à deux corps, en tenant compte des pertes d'énergie dans la cible, le Bρ des particules sortantes (^{16}O ou ^{15}O). Ensuite, on détermine la position (en canal) des fondamentaux et des états excités sur le spectre en Bρ corrigé.

Ceci fournit une relation Bρ/F = f (canal) (F fréquence de l'analyseur), calculée par une méthode des moindres carré, basée sur les polynômes orthogonaux de Tchebychev. Ces derniers offrent l'avantage suivant : l'introduction du n^e ordre, laisse inchangé les coefficients de l'expression du $(n-1)^e$ ordre.

A partir de la position du centre des pics inconnus, déterminée avec une précision de un à deux canaux, suivant la cible, on déduit, inversement, la valeur du Bρ des éjectiles, puis leur énergie centre cible, et enfin, l'excès de masse du noyau résiduel.

L'incertitude totale donnée par : $\sigma = (\sigma_c^2 + \sigma_{cible}^2 + \sigma_{cl}^2 + \sigma_F^2)^{1/2}$

avec σ_c incertitude sur la courbe ≃ 25 keV.

σ_{cible} incertitude venant de la connaissance de l'épaisseur de la cible ∿ 10 keV

σ_{cl} incertitude sur la position des pics ∿ 25 keV

σ_F incertitude sur la fréquence ∿ 10 keV

est typiquement de l'ordre de 40 keV à 50 keV.

3 - SPECTRES

Les expériences ont été réalisées avec une énergie incidente de 72 MeV pour les ions $^{14}C^{5+}$ (E_{inc} = 5.14 MeV/A pour 12 MV comme tension au terminal).

Nous avons choisi l'état de charge 5^+ de façon à obtenir une intensité suffisante de l'ordre de 20 nAp à la sortie machine, intensité néces-

saire pour l'étude des réactions à faible section efficace.

Pour le type de réaction étudiée ici (pick-up de 2 protons) une énergie incidente élevée introduit l'inconvénient suivant: la fenêtre en Q est décalée vers les énergies d'excitation négatives, comme nous le verrons au chapitre IV. Mais, ceci est compensé par les avantages suivants :

- le rendement est meilleur du fait que le jacobien de la réaction est plus favorable,

- la plage en énergie observée est plus grande, la résolution due à l'épaisseur de la cible restant optimum,

- la section efficace centre de masse est plus importante pour des réactions comme (^{14}C ^{15}O) qui impliquent un échange de charge,

Les oscillations observées dans les distributions angulaires sont concentrées à l'avant; les structures sont encore discernables et exploitables du fait de la bonne résolution de l'appareillage.

3.a - Réaction (^{14}C, ^{16}O)

A partir des spectres bidimensionnels θ @ Bρ (figure 12) projetés sur l'axe des Bρ, on obtient pour une ouverture angulaire de 5° les spectres en énergie des ^{16}O issus de la réaction, spectres qui sont corrigés des effets cinématiques.

Les spectres obtenus avec la réaction (^{14}C, ^{16}O) sur les cibles de Ni, Zn, Ge et Se sont montrés sur les figures (13a - 13b - 13c).

La présence de contaminants légers (^{16}O et ^{12}C) sur la cible introduit sur les spectres, et surtout à 6°, une large bosse, figure 13b. Ceci vient du fait, comme on le voit sur la figure 12, que les pics associés aux contaminants qui possèdent un facteur cinématique très différent de celui de la réaction considérée, sont très mal redressés, par contre au voisinage de zéro degré, (facteur cinématique nul) ces contributions sont très étroites (fig. 14 - bidimensionnel θ @ Bρ).

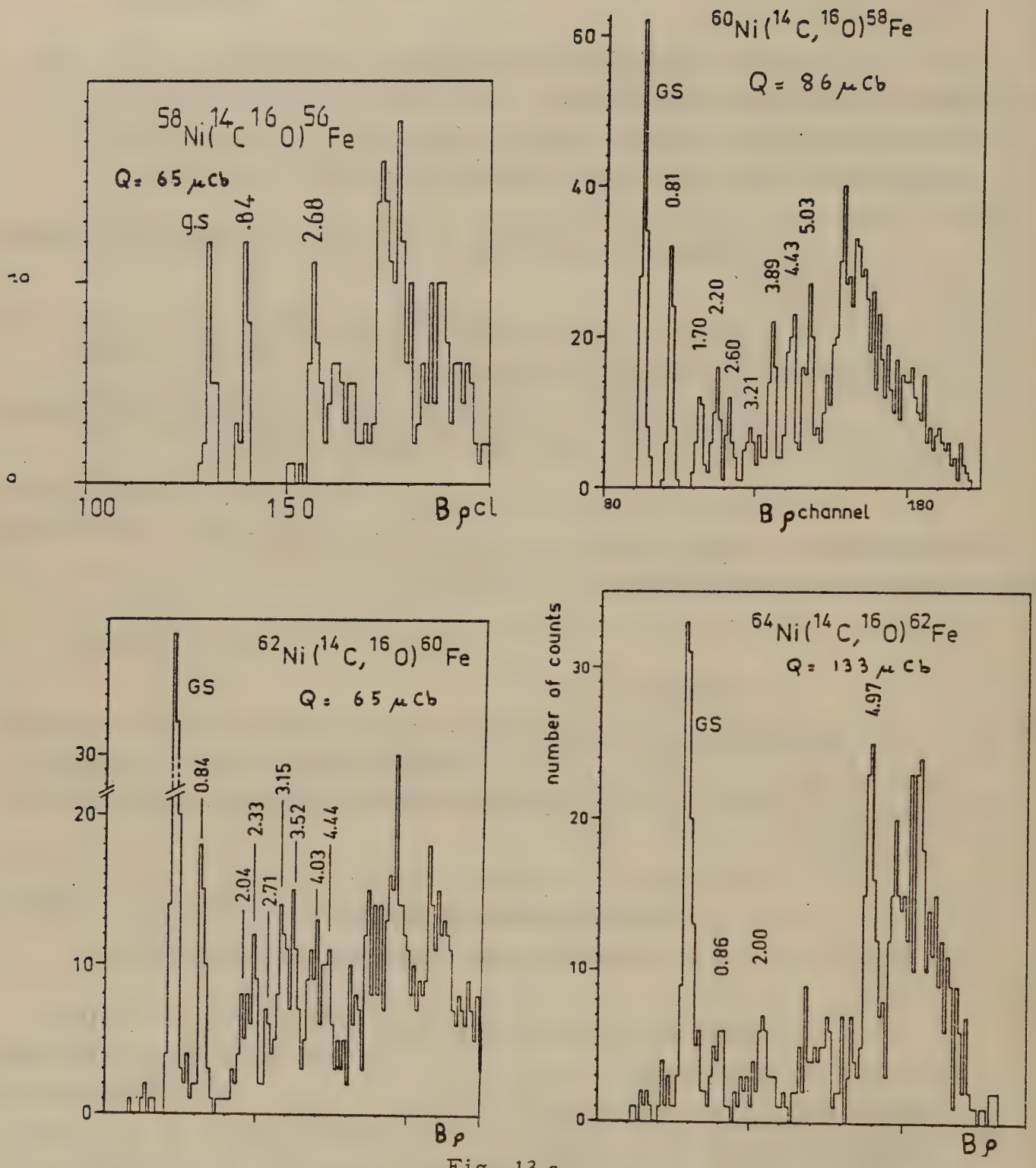


Fig. 13 a

Fig. 13.a : Spectres obtenus par la réaction (^{14}C,^{16}O) sur les isotopes pairs du Ni (θ_L = 6
13.b : " " " " " " " " " " Zn
13.c : " " par les réactions $^{74,76}Ge$ (^{14}C,^{16}O)$^{72,74}Zn$ et
^{82}Se (^{14}C,^{16}O)^{80}Ge.

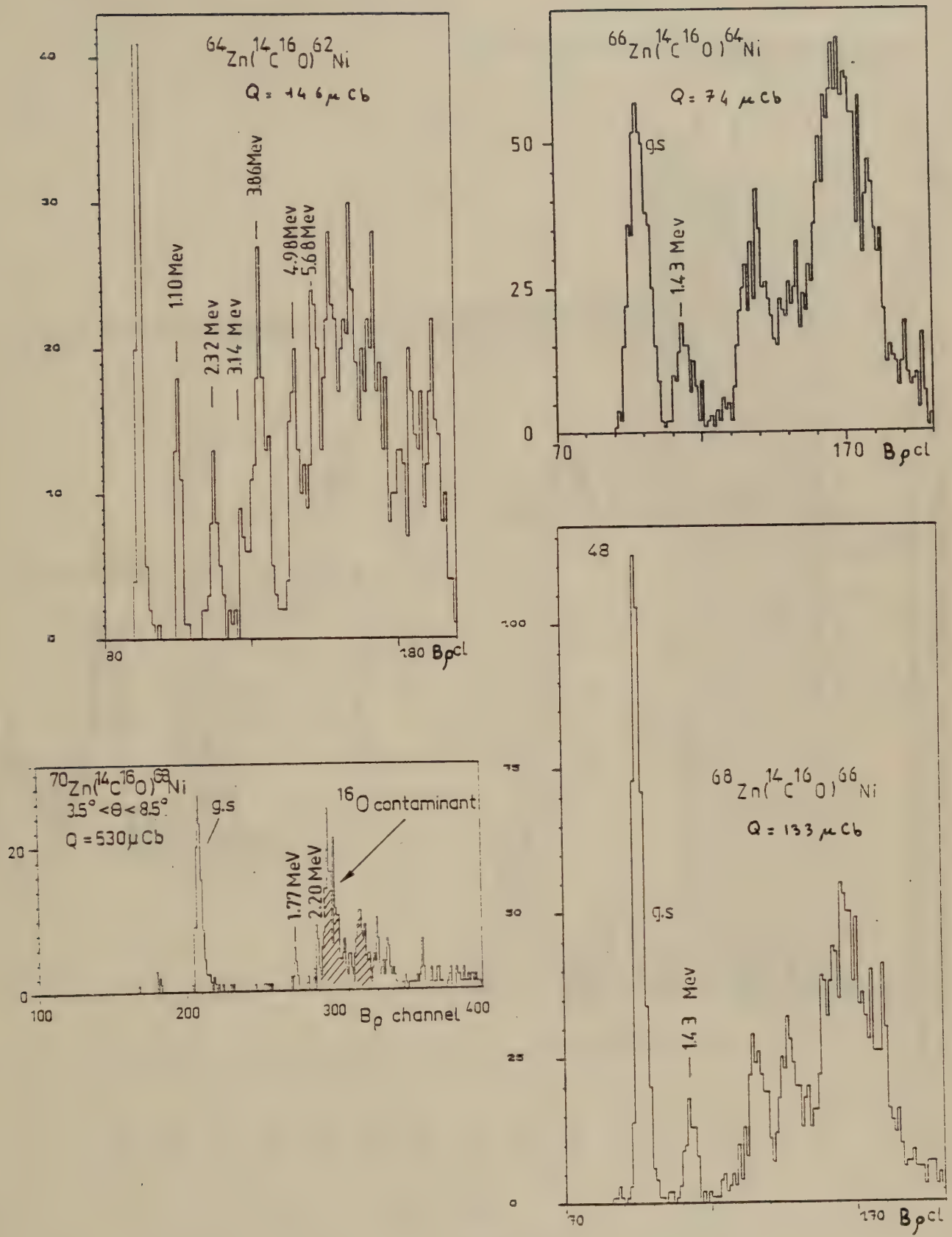

64Zn(14C 16O)62Ni
Q = 1.46 μCb
1.10 Mev
2.32 Mev
3.14 Mev
3.86 Mev
4.98 Mev
5.68 Mev
80
180 Bρcl
66Zn(14C 16O)64Ni
Q = 74 μCb
g.s
1.43 Mev
70
170 Bρcl
70Zn(14C 16O)68Ni
3.5° < θ < 8.5°
Q = 530 μCb
g.s
16O contaminant
1.77 MeV
2.20 MeV
100
200
300 Bρ channel 400
68Zn(14C 16O)66Ni
Q = 133 μCb
g.s
1.43 Mev
170 Bρcl

Fig. 13 b

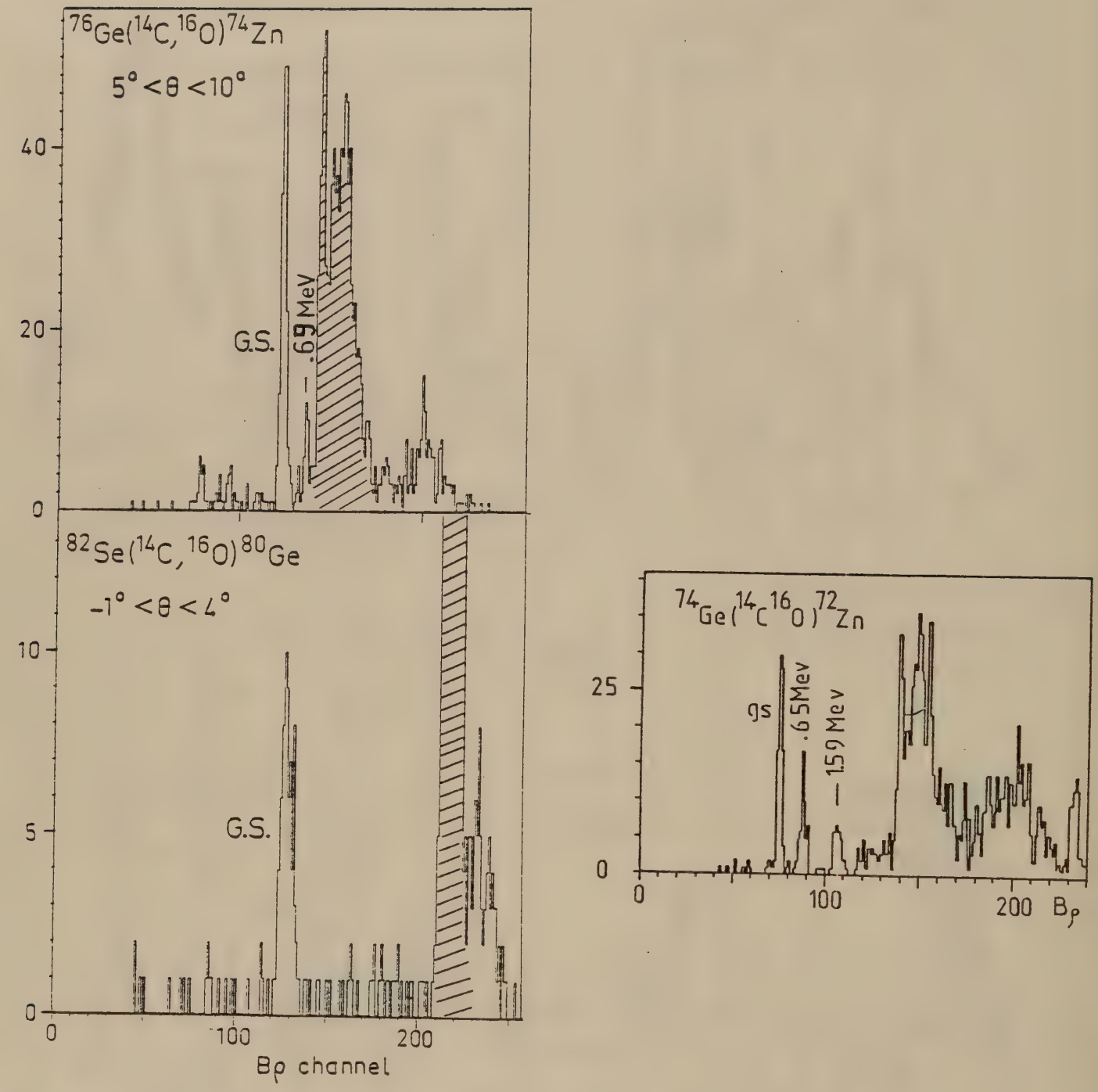

$^{76}Ge(^{14}C,^{16}O)^{74}Zn$
$5° < \theta < 10°$
G.S.
.69 MeV
40
20
0
$^{82}Se(^{14}C,^{16}O)^{80}Ge$
$-1° < \theta < 4°$
G.S.
10
5
0
0
100
200
Bρ channel
$^{74}Ge(^{14}C,^{16}O)^{72}Zn$
gs
.65Mev
1.59 Mev
25
0
0
100
200
B_ρ

Fig. 13 c

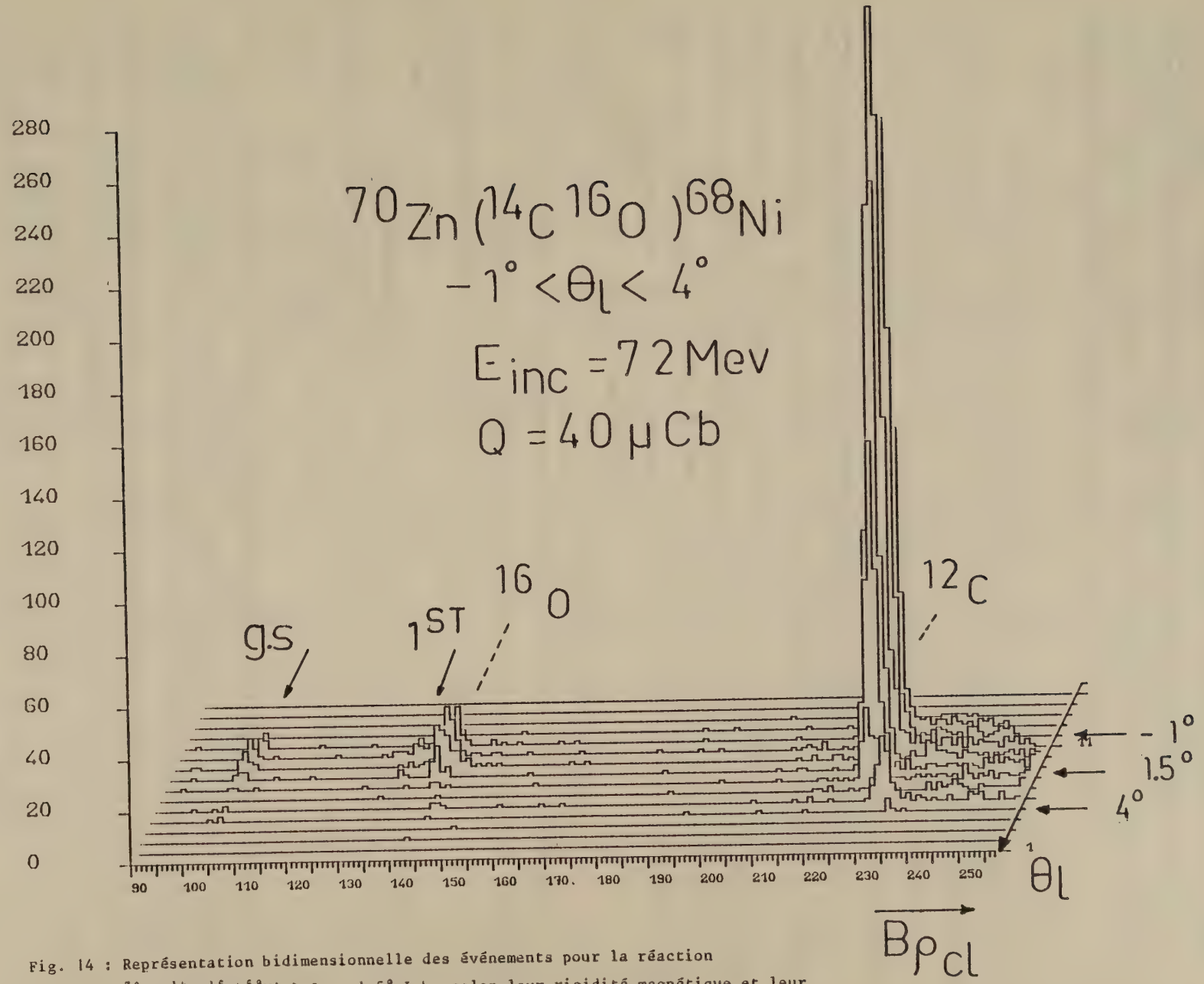


Fig. 14 : Représentation bidimensionnelle des événements pour la réaction $^{70}Zn(^{14}C,^{16}O)^{68}Ni$ à $\theta_o \simeq 1.5°$ Lab, selon leur rigidité magnétique et leur angle calculés.

TABLEAU III

Noyaux cibles	Noyaux résiduels	$Q_{réaction}$ (MeV)	$<\theta_{lab}<$	μ Cb	E_x (MeV)	J^π	$d\sigma/d\Omega_{(mb/sr)}$ intégrée sur 5°
^{58}Ni	^{56}Fe	8.137	3.5 → 8.5°	65	0	0^+	.048 ± .007
					.84 ± .04	2^+	.048 ± .007
					2.68 ± .04		
^{60}Ni	^{58}Fe	5.536	3.5 → 8.5°	86	0	0^+	.223 ± .030
					.81 ± .04	2^+	.117 ± .017
					1.7 "	0^+	
					2.2 .05	4^+	
					2.6 "	2^+	
					3.21 "	(3^+)	
					3.89 "		
					4.43 .06		
					5.03 "		
^{62}Ni	^{60}Fe	2.457	3.5 → 8.5°	65	0	0^+	.2 ± .03
					.84 ± .04	2^+	.093 ± .014
					2.04 ? "		
					2.33 .07		
					2.71 "		
					3.15 ? "		
					3.52 "		
					4.03 "		
					4.44 "		
^{64}Ni	^{62}Fe	-.48	-1 → 8.5°	133	0	0^+	.137 ± .02
					.86 ± .08	2^+	.032 ± .004
					2 ± .08		
					4.97 ± .08		
^{64}Zn	^{62}Ni	8.501	3.5 → 8.5°	146	0	0^+	.172 ± .025
					1.10 ± .06	2^+	.61 ± .009
					2.32 ± .06		
					3.14 ± .08		
					3.86 ± .08		
					4.98 ± .08		
					5.68 ± .08		
^{66}Zn	^{64}Ni	5.957	3.5 → 8.5°	74	0	0^+	.36 ± .05
					1.43 ± .09	2^+	.1 ± .01
^{68}Zn	^{66}Ni	3.922	3.5 → 8.5°	133	0	0^+	.3 ± .04
					1.43 ± .04	2^+	.051 ± .007
^{70}Zn	^{68}Ni	1.8	-1 → 8.5°	1088	0	0^+	.200 ± .03
					1.77 ± .03	0^+	.027 ± .004
					2.20 ± .03	(2^+)	.020 ± .003
^{74}Ge	^{72}Zn	2.467	-1 → 7.5°	180	0	0^+	.248 ± .037
					.65 ± .03	2^+	.116 ± .017
					1.59 ± .04	(2^+)	
^{76}Ge	^{74}Zn	.22	-1 → 7.5°	361	0 ±	0^+	.102 ± .015
					.69 ± .03	2^+	.025 ± .003
^{82}Se	^{80}Ge	.40	-1 → 7.5°	373	0	0^+	.115 ± .017

Pour la série des noyaux cibles de Ni, la bosse observée vers 6 MeV d'énergie d'excitation peut être attribuée au premier état excité de l'^{16}O éjectile, qui est à 6.05 MeV. Pour la cible de Se, on observe la contribution du support de carbone.

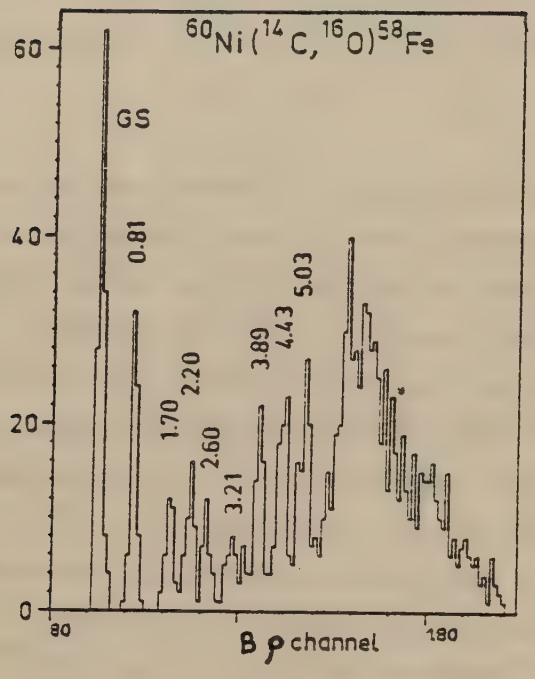
Ces spectres présentent une grande sélectivité en énergie d'excitation, du fait des conditions cinématiques; cet aspect sera développé au chapitre IV. On peut d'ores et déjà dire que les réactions de pick-up sur des noyaux lourds ne sélectionnent qu'une région de valeur de Q positive (soit une énergie d'excitation favorisée négative), dont la position et la largeur sont fonction des variables cinématiques. Pour les réactions de stripping sur des noyaux lourds, la fenêtre en Q est décalée vers les valeurs de $Q < 0$. Cette situation est illustrée sur les figures 15a (pick-up) et 15b (stripping) (réf. (II.1). De plus, les réactions par ions lourds, du fait de leur mécanisme, introduisent une forte sélectivité et seules certaines configurations sont peuplées. Sur les figures 16a et 16b on compare les spectres de ^{64}Ni obtenus par (^{14}C ^{16}O) et par (t,α) (réf. II.2) respectivement.

Le tableau III rassemble les résultats obtenus avec la réaction (^{14}C ^{16}O). Les énergies d'excitation et les spins soulignés ont été déterminés pour la première fois.

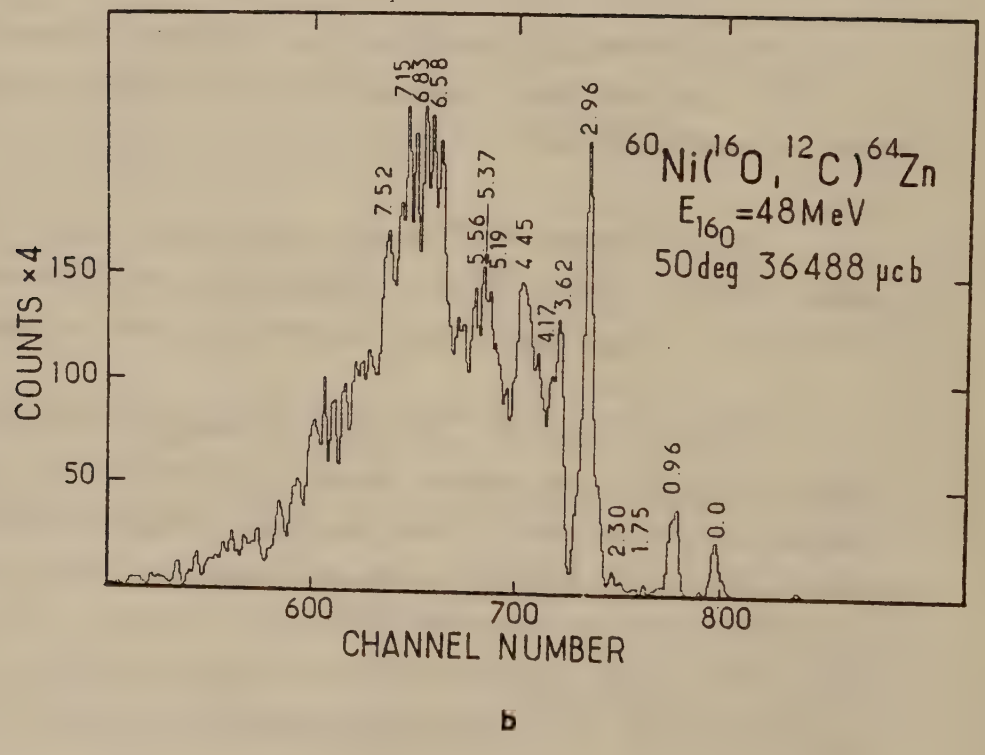
Dans le noyau de ^{60}Fe qui possède deux unités de masse au-dessus du dernier isotope stable ^{58}Fe, et déjà étudié par la réaction ^{64}Ni(^{3}He ^{7}Be) (réf. II.3), cinq niveaux sont observés ici pour la première fois.

Pour le noyau de ^{62}Fe, nous observons pour la première fois trois niveaux. La position du premier niveau (.86 MeV) est en accord avec les résultats obtenus par Bathia (réf. II.4). De plus, nous avons attribué la valeur de son spin (2^+) à partir des distributions angulaires (cf. chap. IV). Par contre, le niveau à 1.63 MeV rapporté (réf. II.5) à partir de la réaction (^{18}O, ^{20}Ne), dans le ^{62}Fe n'est pas confirmé ici; vraisemblablement premier niveau excité du noyau de ^{20}Ne, il a été improprement attribué au ^{62}Fe.

Sur le spectre de ^{74}Zn, le premier niveau observé ici à .69 MeV a également un spin 2. La position en énergie de ces premiers niveaux 2^+ est conforme à l'évolution attendue pour les 2^+_1, dans ces deux séries d'isotopes

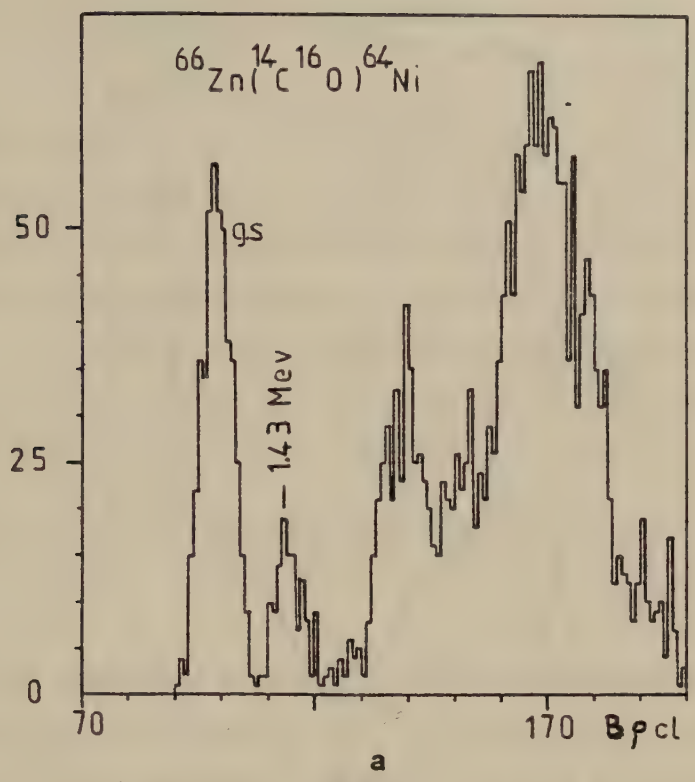


a



b

Fig. 15 : Comparaison globale des spectres de pick-up et de stripping obtenus sur le même noyau cible.



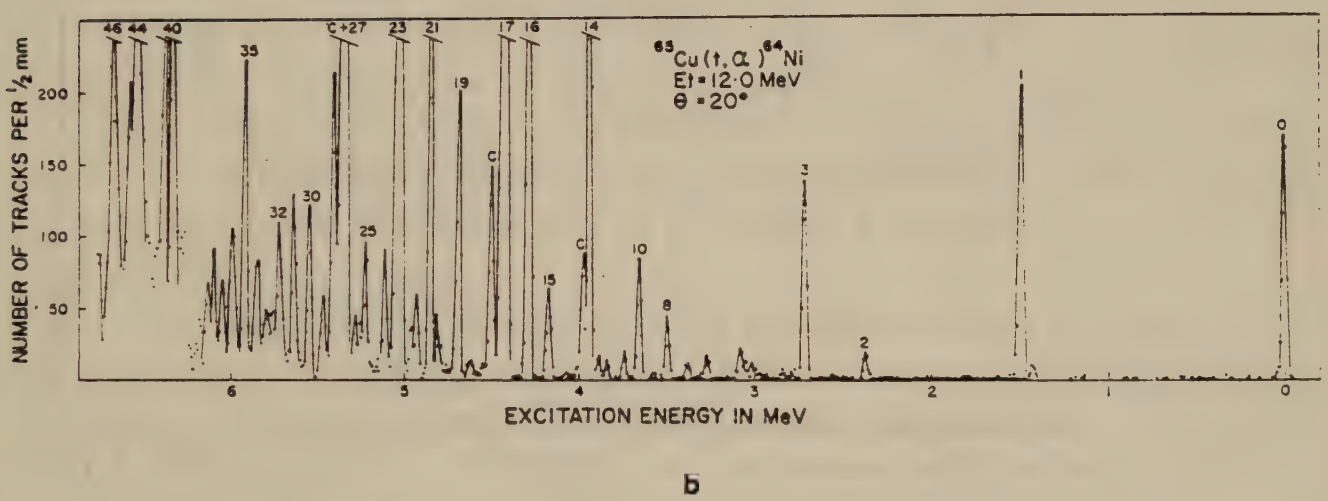


Fig. 16 : Comparaison des sélectivités (et des résolutions !) obtenus par le pick-up de deux protons (avec la réaction (^{14}C,^{16}O)) et d'un proton (avec la réaction (t,α)). Il faut rappeler que la cible de ^{66}Zn utilisée avait une épaisseur de 360 µg/cm^2.

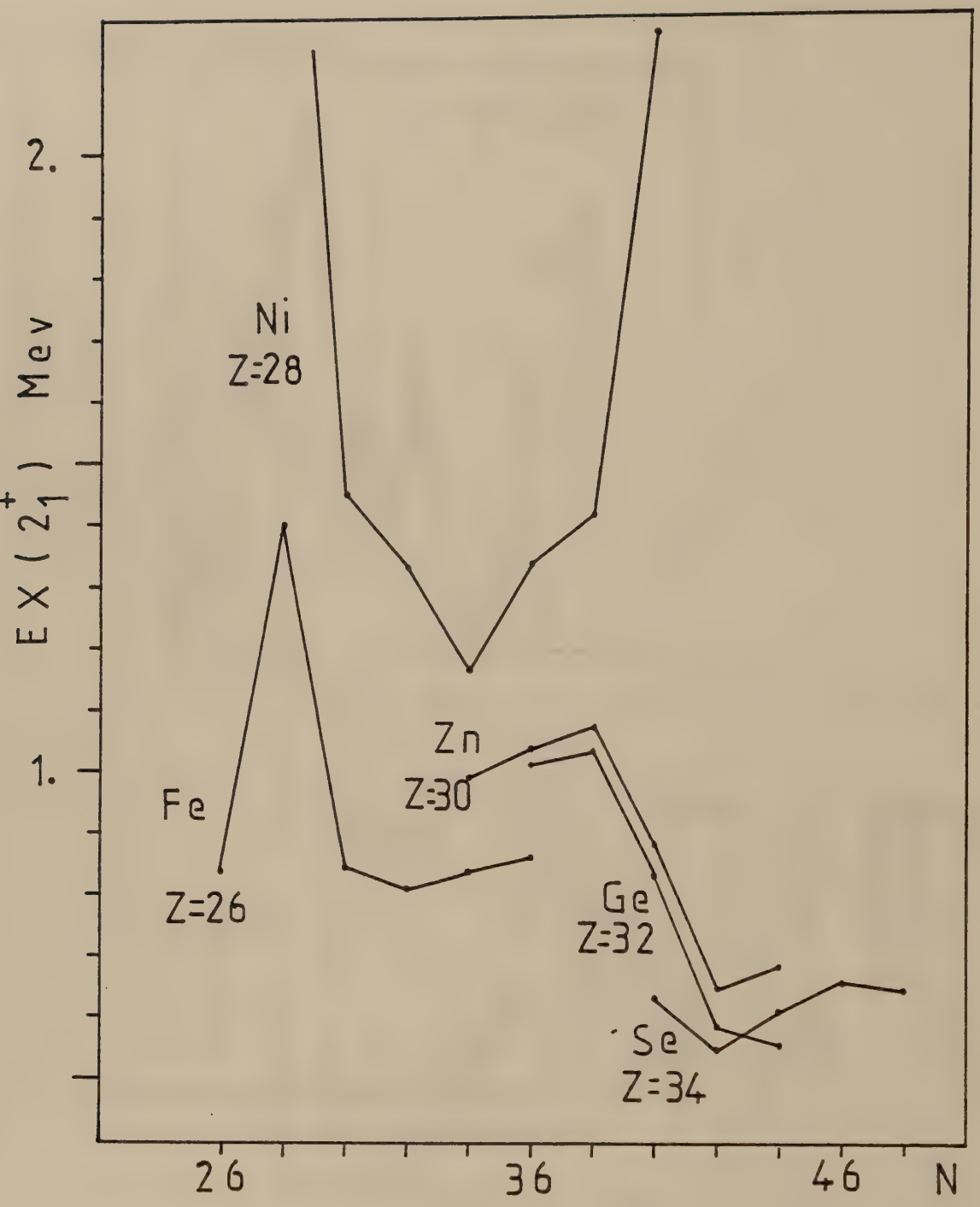


Fig. 17 : Evolution des énergies d'excitation des niveaux 2_1^+ dans les noyaux pairs-pairs de la couche f-p.

(fig. 17) réf. (II.6).

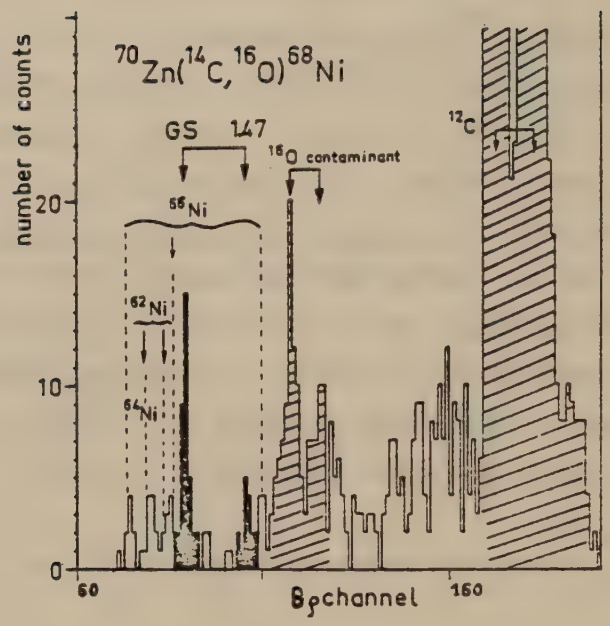
Pour le noyau de ^{68}Ni, semi-magique, (N = 40, Z = 28), une première mesure de la réaction ^{70}Zn(^{14}C, ^{16}O)^{68}Ni, effectuée avec une cible enrichie à 67.6 % -Fig. 18.a), (réf. II.7), nous a conduit, du fait de la contribution des isotopes présents dans la cible, à une attribution de l'un des pics au noyau de ^{68}Ni. Etant donné l'intérêt théorique de ce noyau, nous avons cherché à déterminer le spin du premier niveau excité par des mesures à zéro degré. Avec une seconde cible de ^{70}Zn isotopiquement pure et contenant peu d'oxygène (chap. I), on a poursuivi cette expérience et obtenu les spectres présentés sur les figures 13b et 18b. On observe ainsi deux niveaux, à 1.77 MeV et 2.2 MeV respectivement, infirmant le premier niveau rapporté à 1.47 MeV.

Le niveau à 1.77 MeV identifié comme un 0^+ (cf. chapitre IV) est-il le premier ?

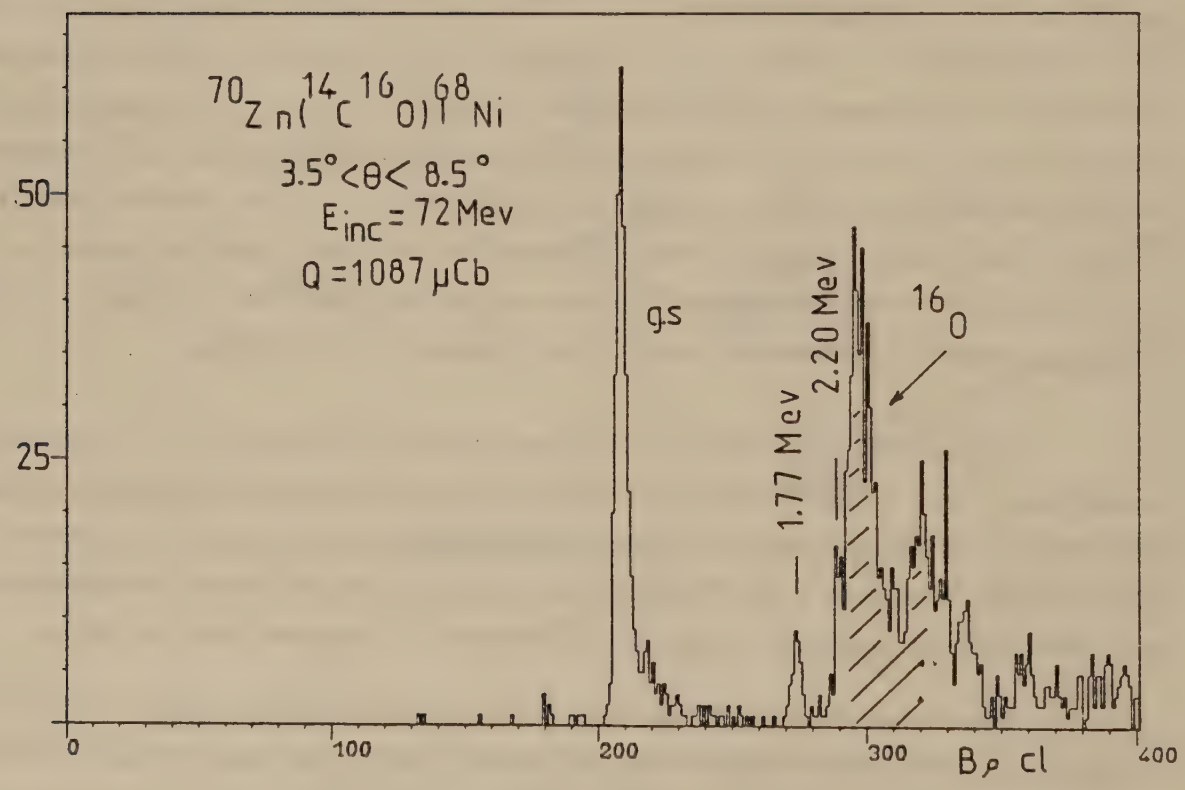
Si l'on considère l'évolution du premier niveau 2^+ pour les isotopes pairs du Ni, le premier niveau 2^+ du ^{68}Ni est attendu à une énergie d'excitation supérieure à 1.5 MeV. Sur la figure 19, on a porté le rapport des sections efficaces du fondamental et du premier niveau 2^+ ($\sigma_{0^+}/\sigma_{2^+}$), intégrées sur 5° Lab ($\theta = 6° \pm 2.5°$), en fonction du Q de la réaction pour les isotopes pairs du Ni. Par extrapolation, un rapport de l'ordre de 10 est attendu pour le ^{68}Ni, c'est-à-dire une section efficace de 20 µbarn pour le premier niveau 2^+. Or, un événement correspond à une section efficace de $\sim$ 1 µbarn, on attend donc au moins 20 événements pour le pic associé à ce niveau.

En faisant la somme de tous les spectres obtenus à 6° (fig. 18b), aucun pic n'est observé entre 1.5 et 1.77 MeV d'énergie d'excitation. Par conséquent, le premier niveau 2^+ doit correspondre à celui que l'on observe à 2.2 MeV (il contient $\sim$ 30 evts). On ne peut mesurer sa distribution angulaire aux très petits angles à cause de la présence d'oxygène dans la cible.

Etant donné que l'étude des noyaux exotiques dans cette région de la classification n'était entreprise nulle part ailleurs, nous avons cherché une autre méthode pour compléter notre connaissance de ces noyaux. Ceci nous a amené à collaborer avec une équipe de GSI à Darmstadt pour mesurer les schémas de désexcitation de noyaux riches en neutrons dans cette région.



a



b

Fig. 18 : Sur la cible de ^{70}Zn enrichie b) à mieux que 99.9 %,
le pic observé à 1.47 MeV a) n'apparait plus

Le faisceau de ^{76}Ge, noyau riche en neutrons (Z = 32, N = 44) (I ∿ 200 nA) est envoyé sur une cible de tungstène et par stripping de quelques nucléons, des noyaux de masse inférieure et riches en neutrons sont produits dans une source d'ions; extraits, puis séparés par un séparateur en ligne. Trois masses différentes sont focalisées simultanément dans le plan focal du séparateur et identifiées en Z par des techniques classiques; on utilise deux compteurs γ et un compteur β qui analysent les produits déposés sur une bande collectrice à l'écart du point de collection, et qui déterminent leurs périodes.

Parmi les premiers résultats, nous avons observé un bon rendement de production-extraction des Cu et Mn du fait de leur propriété physicochimique et un faible rendement en Co. Ainsi, les périodes des $^{71-72-73}Cu$ ont été mesurées et les γ associés aux premiers niveaux du ^{62}Fe ont été observés à 876 keV et 942 keV; nos résultats en (^{14}C, ^{16}O) ne sont donc pas en désaccord avec ces mesures précises. Pour les cobalt, le faible rendement de la source d'ions du séparateur rend très difficile l'observation des γ associés aux noyaux de Ni riches en neutrons. En particulier, nous n'avons rien pu conclure sur la spectroscopie du ^{68}Ni.

3.b - Sections efficaces

3.b.1 - Calcul des sections efficaces

On rappelle que : $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{CM} = N_{det} \frac{Q \quad A \quad J}{3.7591 \; \Omega_{Lab} \; c \; \rho \; N}$

ou
- N_{det} : est le nombre de particules détectées
- N : courant Faraday (μC)
- ρ : épaisseur cible (μg/cm^2)
- J : Jacobien $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{CM} / \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Lab}$
- Q : charge moyenne du ^{14}C arrivant sur la Faraday
- A : masse de la cible
- c : pourcentage de l'état charge de la particule détectée
- $\Omega_{lab} = \Omega \times f$ (msr)

avec
- Ω angle solide déterminé par l'ouverture des diaphragmes à l'entrée de l'aimant
- f facteur d'efficacité qui tient compte de la transmission de l'aimant

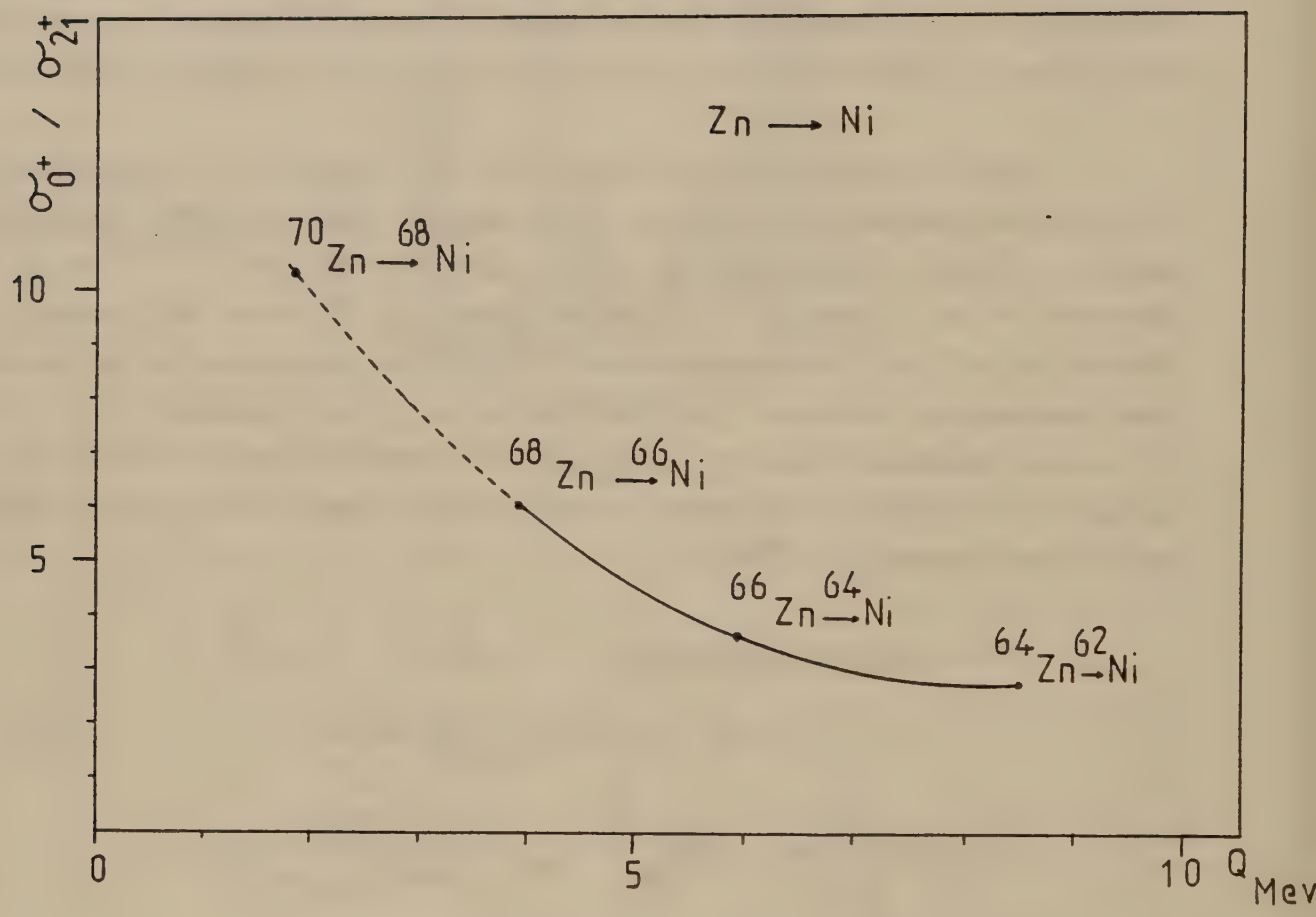


Fig. 19 : Rapport des sections efficaces au niveau fondamental 0^+ et au 2^+ en fonction de la chaleur de réaction.

Des tests effectués sur le spectromètre ont permis d'établir la transmission en fonction de l'ouverture ce qui nous donne pour f en fonction de dΩ

dΩ (msr)	f
3.28	.8
4.43	.7
5.72	.65

3.b.2 - Systématique des résultats obtenus

Pour les transitions étudiées ici, la figure 20a représente les sections efficaces de la transition $0^+ \rightarrow 0^+$ (fondamental), intégrées sur 5° en fonction de la chaleur Q de la réaction. On observe ainsi que la section efficace augmente avec le bilan d'énergie c'est-à-dire lorsque la réaction devient moins exotique. Cependant, bien que les transitions $^{58}Ni \rightarrow {}^{56}Fe$ et $^{64}Zn \rightarrow {}^{62}Ni$ soient encore plus favorisées cinématiquement (Q ≃ 8 MeV), les sections efficaces décroissent brutalement; cet effet provient vraisemblablement de la structure des noyaux impliqués. Nous avons reporté sur la figure 20b l'évolution de la section efficace de la transition $0^+ \rightarrow 0^+$ en fonction du Q pour les différents noyaux cibles étudiés jusqu'alors (réf. II.8). Bien que ces mesures aient été réalisées à des énergies incidentes un peu différentes, on constate une décroissance globale de la section efficace lorsque la masse du noyau cible augmente. Les valeurs de Q étant comprises entre 0 et 8 MeV, la pente est d'un ordre de grandeur lorsque la masse change de 25 à 70, le résultat relatif au ^{12}C fait exception à ce comportement. Une évolution semblable a été observée dans le cas d'un pick up d'alpha (^3He, ^7Be) (réf. II.9), mais la pente est beaucoup plus forte; deux ordres de grandeur lorsque la masse change de 12 à 40.

3.c - Réaction (^{14}C, ^{15}O)

Réalisée sur des noyaux stables les plus riches en neutrons comme le ^{70}Zn, elle conduit à des noyaux encore plus excédentaires en neutrons d'une unité par rapport à la réaction (^{14}C, ^{16}O). Ainsi, si la section efficace est suffisante, elle permet la mesure de noyaux plus exotiques comme le ^{69}Ni.

Cette réaction implique le transfert d'une unité de masse et de deux unités de charge. Elle procède nécessairement en plusieurs étapes (réf. II.10).

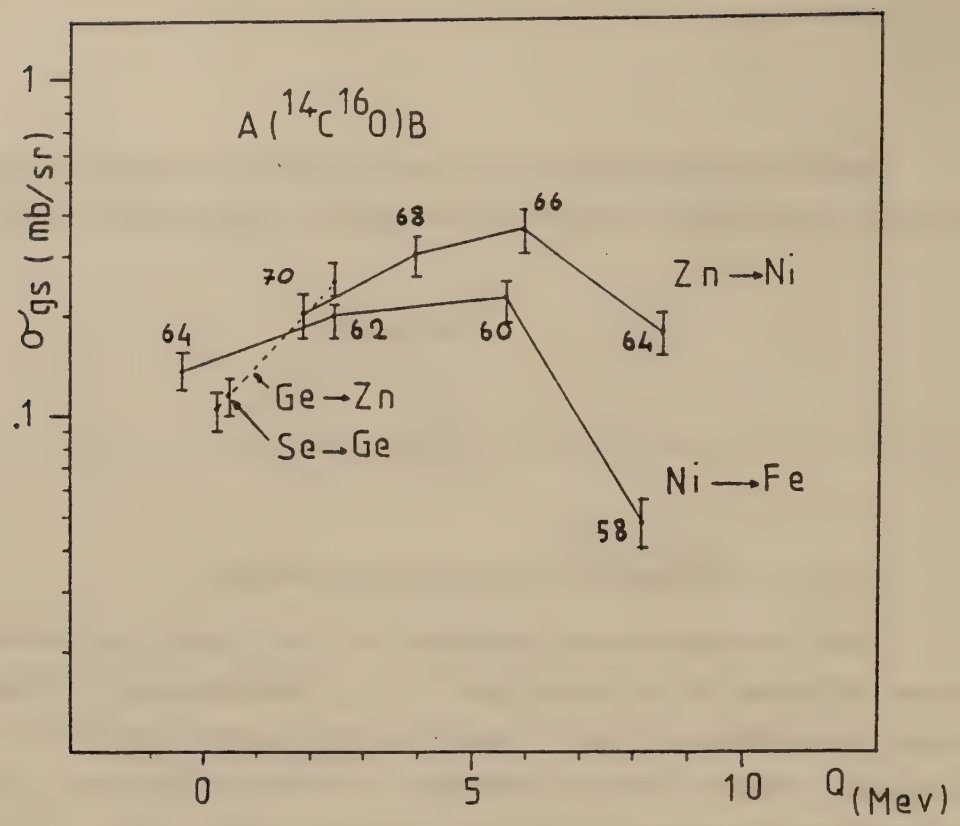


fig . 20.a

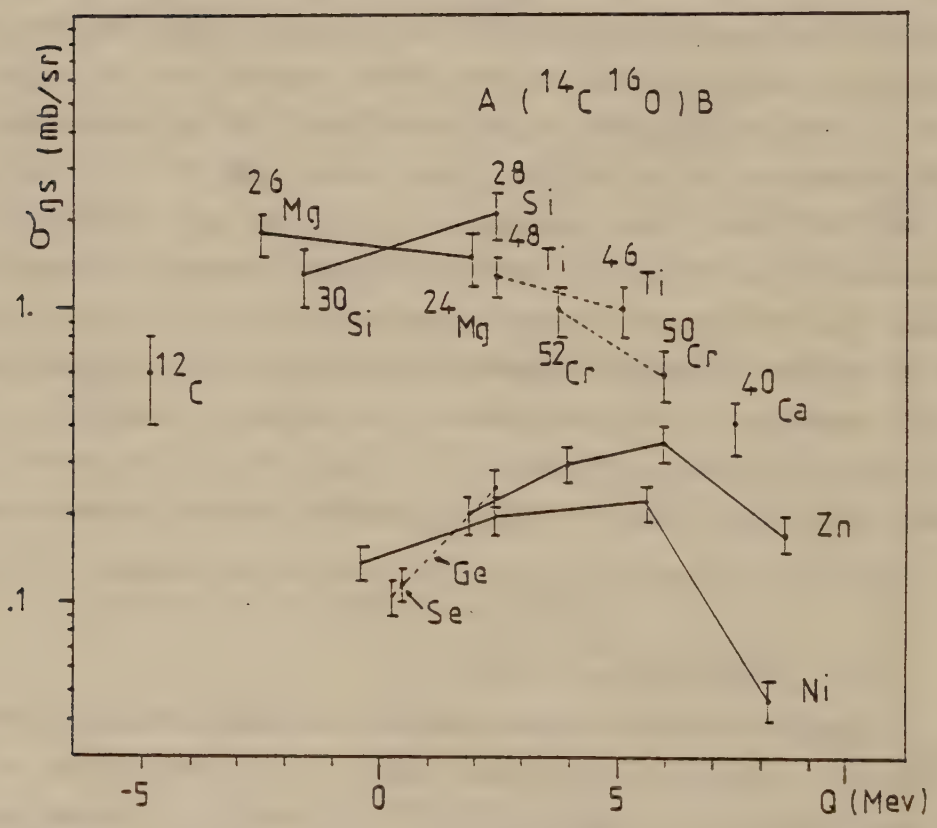


fig. 20.b

Fig. 20.a : Evolution des sections efficaces (intégrées sur la première oscillation) pour les transitions GS (^{14}C, ^{16}O) G.S. mesurées dans ce travail.

20.b : Revue des sections efficaces connues pour les transitions G.S. (^{14}C, ^{16}O) GS en fonction de la chaleur de réaction.

La séquence la plus probable correspond à (^{14}C, ^{16}O) suivi de (^{16}O, ^{15}O), ce mécanisme ne peut être décrit par un calcul de DWBA simple qui implique le transfert d'un cluster en une seule étape.

Nous avons étudié cette réaction pour :

- mesurer les masses de noyaux riches en neutrons,
- suivre l'évolution de la section efficace en fonction de la nature du transfert et du Q de la réaction.

Ces mesures ont été effectuées sur des cibles de $^{60-62-64}Ni$ (fig. 21.a) et $^{68-70}Zn$, ^{76}Ge (fig. 21b), et les résultats obtenus sont présentés dans le tableau IV.

Ces réactions sont bien plus endothermiques que la réaction (^{14}C, ^{16}O), cela vient du fait que (^{14}C, ^{16}O) apporte une chaleur de réaction de 7.75 MeV, alors que le transfert (^{14}C, ^{15}O) n'apporte que .15 MeV, car le transfert (^{16}O, ^{15}O) coûte 7.6 MeV.

Les réactions sur les contaminants légers (^{16}O et ^{12}C) sont ici beaucoup plus endothermiques que pour les noyaux cibles considérés (-14.44 et -20 MeV respectivement). Ils n'apportent donc aucune contribution sur les spectres en énergie. Pour les transitions Ni - Fe, les sections efficaces sont les plus faibles et l'identification des pics est guidée par les résultats connus de par les prédictions de masse. Par contre, pour la transition $^{68}Zn \rightarrow {}^{67}Ni$, le spectre obtenu est sans ambiguité.

Nous avons ainsi mesuré pour la première fois les excès de masse des noyaux complétement inconnus de ^{63}Fe, ^{69}Ni, ^{75}Zn. L'importance du bruit de fond observé sur les spectres du ^{63}Fe et du ^{75}Zn ($\sim$ .5 µb/sr) limite notre confiance dans ces résultats.

Toutefois, nous en avons recherché la cause :

- Il n'est pas lié à des défauts d'identification, en effet, sur la carte bidimensionnelle E - ΔE (fig. 22), la séparation des ^{15}O vis-à-vis des ^{16}O, voisins dans la carte et abondants est parfaite.

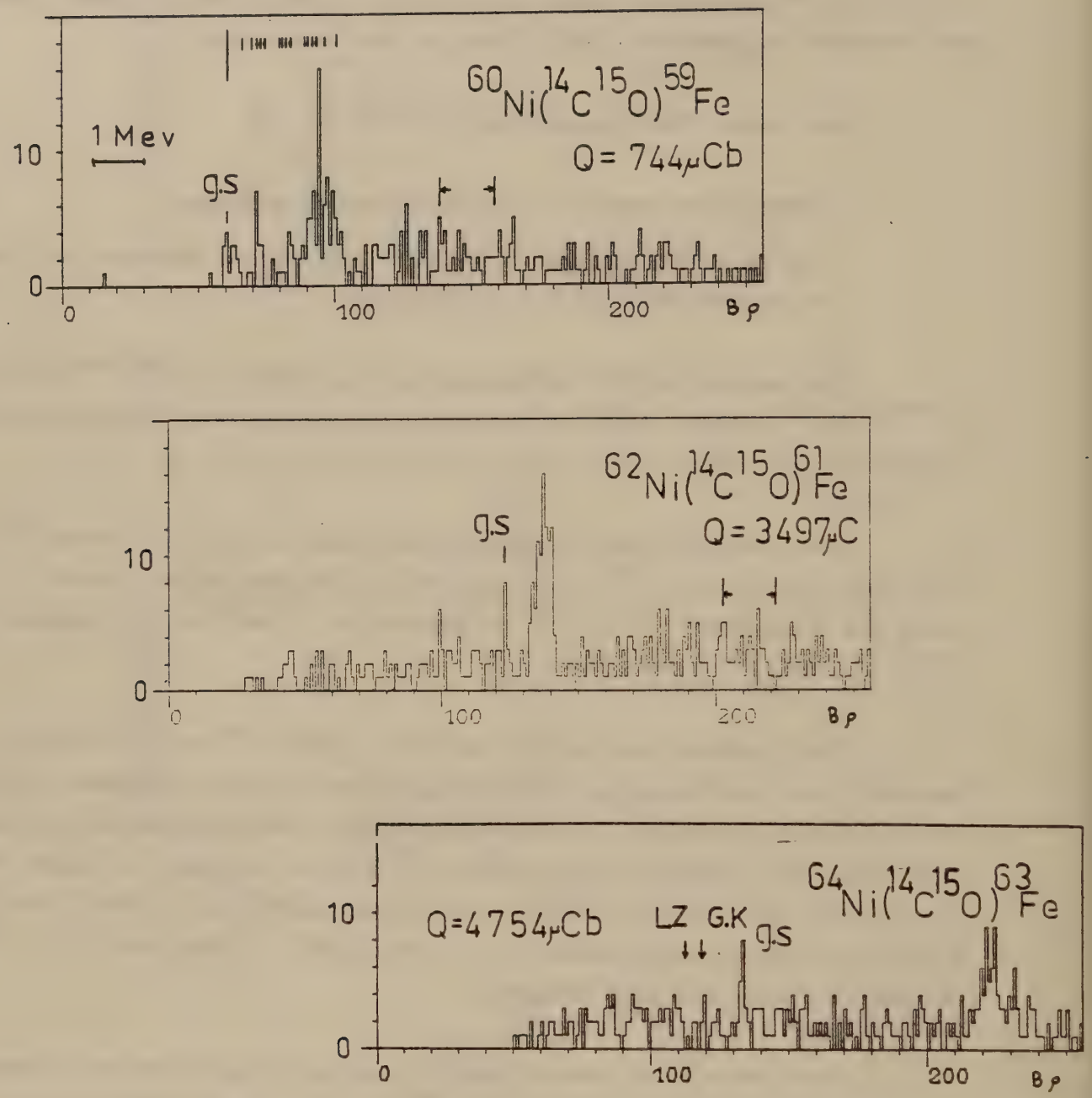


Fig. 21 : Spectres obtenus sur les isotopes les plus riches en neutrons par les réactions (^{14}C, ^{15}O) autour de θ_0 = 6° Lab.

a) cibles de Ni : Les trois spectres sont reportés à la même valeur de Bo. Sur les deux spectres correspondant aux cibles de ^{60}Ni et ^{62}Ni on a reporté la position du niveau fondamental et la position du pic large observé sur le spectre du ^{63}Fe dans l'hypothèse ou ce pic appartiendrait à l'éjectile ^{15}O. Pour le spectre du ^{59}Fe on a porté la position des niveaux connus pour ce noyau. Sur le spectre de ^{63}Fe on a indiqué les positions des fondamentaux correspondant aux prédictions de Liran-Zeldes et Garvey-Kelson.

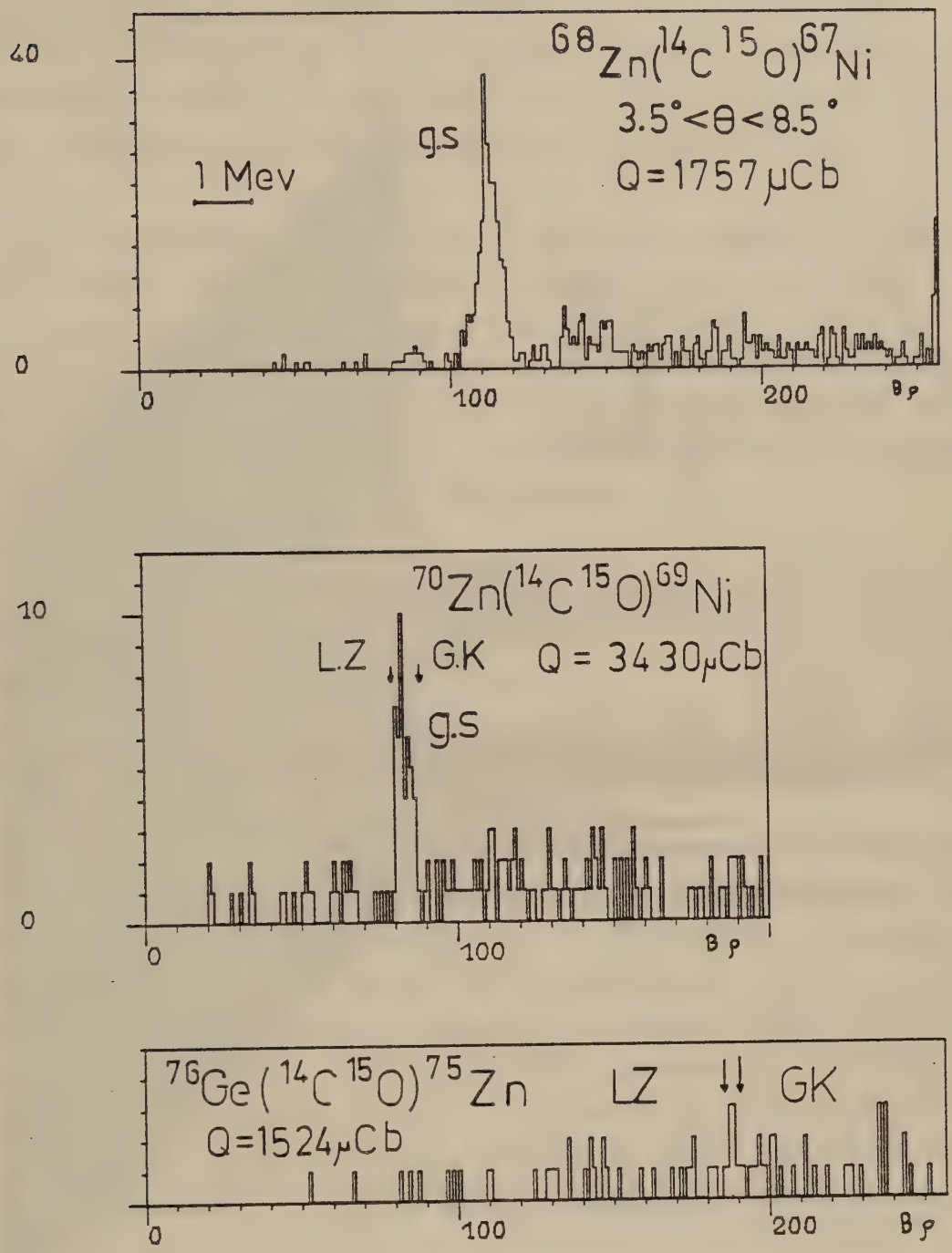


Fig. 21 : Spectres obtenus sur les isotopes les plus riches en neutrons par les réactions (^{14}C, ^{15}O) autour de θ_o = 6° Lab.

b) cibles de $^{68,70}Zn$ et ^{76}Ge. On a porté sur les deux derniers spectres les positions des fondamentaux correspondants aux prédictions de Liran-Zeldes et Garvey-Kelson.

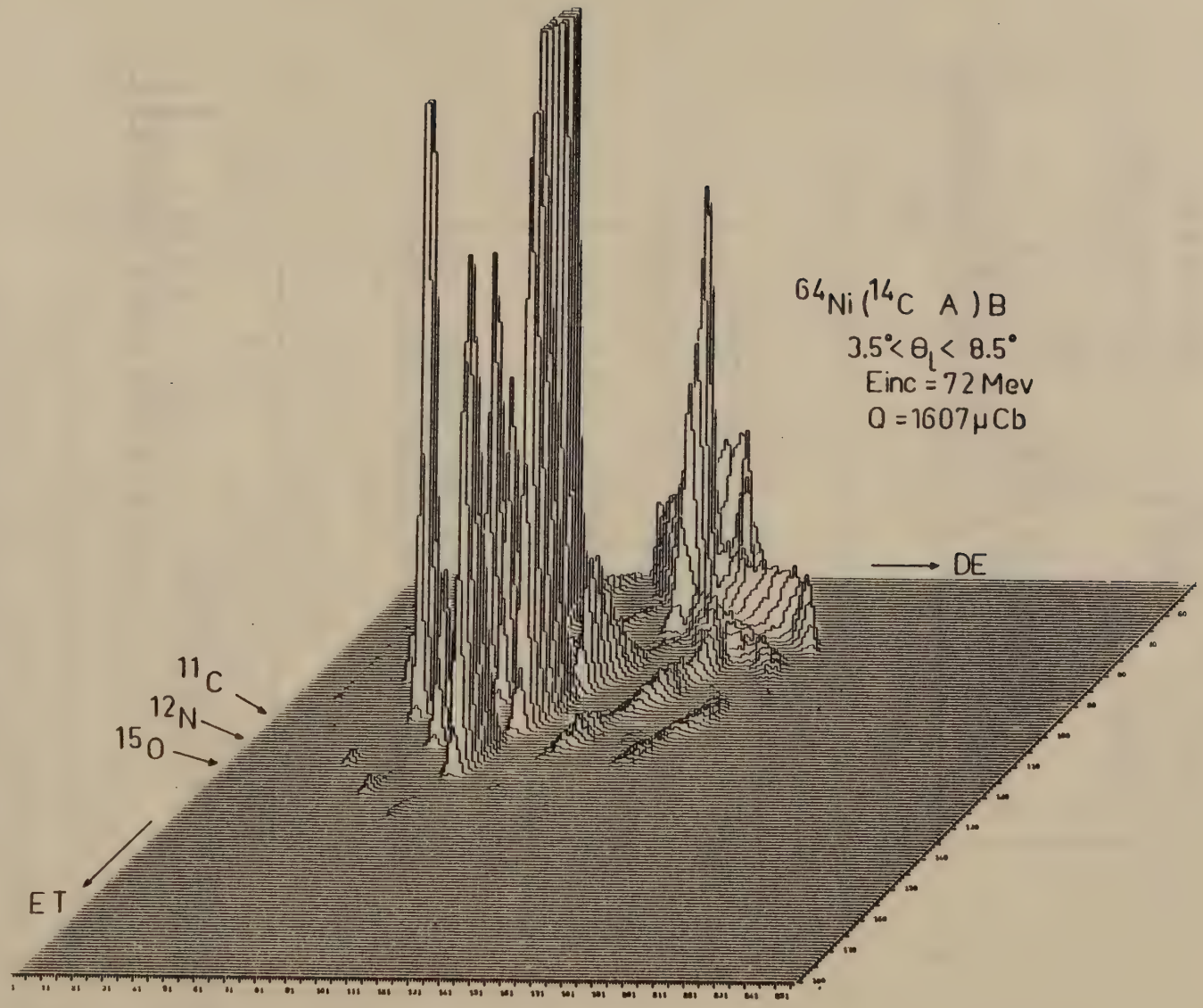


Fig. 22 : Représentation bidimensionelle des événements associés à la voie d'entrée (^{64}Ni+ ^{14}C), selon l'énergie et la perte d'énergie corrigées.

- les cibles de Ni ont été réalisées à LASL et l'enrichissement isotopique est meilleur que 90 %. Cependant, en réaction (^{14}C, ^{16}O), on observe déjà un bruit de fond (fig. 13a) (région des énergies d'excitation négatives) relativement important. Il conviendrait de réaliser une cible de ^{64}Ni séparée auprès du séparateur de masse pour confirmer la masse du ^{63}Fe.

- on a traité les résultats de ces mesures auprès du Solar et auprès d'Ariel par deux méthodes totalement différentes, et, cela a conduit à l'obtention de spectres rigoureusement identiques. On a attribué ainsi, le bruit de fond observé à la présence de contaminants isotopiques dans les cibles. Le spectre obtenu pour le ^{59}Fe n'est pas en désaccord avec le schéma de niveau connu pour ce noyau. Pour le ^{61}Fe, un groupement de niveaux est observé, allant de 500 à 980 keV d'énergie d'excitation.

Les noyaux formés au cours de ces réactions étant des noyaux pair-impair, les énergies d'excitation des premiers niveaux sont relativement faibles ($\simeq$ 300 keV pour le ^{59}Fe), et les niveaux sont regroupés de telle sorte que des contributions importantes sur le spectre sont observées près du fondamental.

Dans le cas de la transition $^{64}Ni \rightarrow {}^{63}Fe$, la bosse observée aux environs de 5 MeV ne semble pas être celle associée au break-up (5.5 MeV) mais peut provenir du premier niveau excité de l'^{15}O (5.18 MeV). Nous avons reporté sur les autres spectres (^{60}Ni et ^{62}Ni) la position de cette bosse. Sur le spectre du ^{61}Fe, compte tenu du rapport des courants intégrés, cette bosse est atténuée et pour la mesure relative au ^{59}Fe le courant intégré étant cinq fois plus faible, on ne peut conclure sur la présence de cette bosse. Les résultats obtenus pour les sections efficaces sont portés sur le tableau IV, et, reportés en fonction de la valeur Q sur la figure 23. Les conclusions sont les suivantes :

- les sections efficaces sont deux ordres de grandeurs plus faibles que pour la réaction (^{14}C, ^{16}O).

- le comportement global en fonction du Q est similaire à celui de (^{14}C, ^{16}O).

Cibles	Résiduel	$Q_{réaction}$ (MeV)	$< \theta_{Lab} <$	μ Cb	E_x	dσ/dΩ intégrée sur 5° (mb/sr)
^{60}Ni	^{59}Fe	- 3.644	3.5° → 8.5°	744	0	.0023 ± .00034
^{62}Ni	^{61}Fe	- 7.571	3.5° → 8.5°	3497	0	.00119 ± .00018
^{64}Ni	^{63}Fe	-10.653	3.5° → 8.5°	4754	0	.00117 ± .00017
^{68}Zn	^{67}Ni	- 6.37	3.5° → 8.5°	1757	0	.0080 ± .0016
^{70}Zn	^{69}Ni	-9.095	3.5° → 8.5°	3430	0	.0035 ± .0007
^{76}Ge	^{75}Zn	-10.589	3.5° → 8.5°	1524	0	.0023 ± .0005

Tableau IV

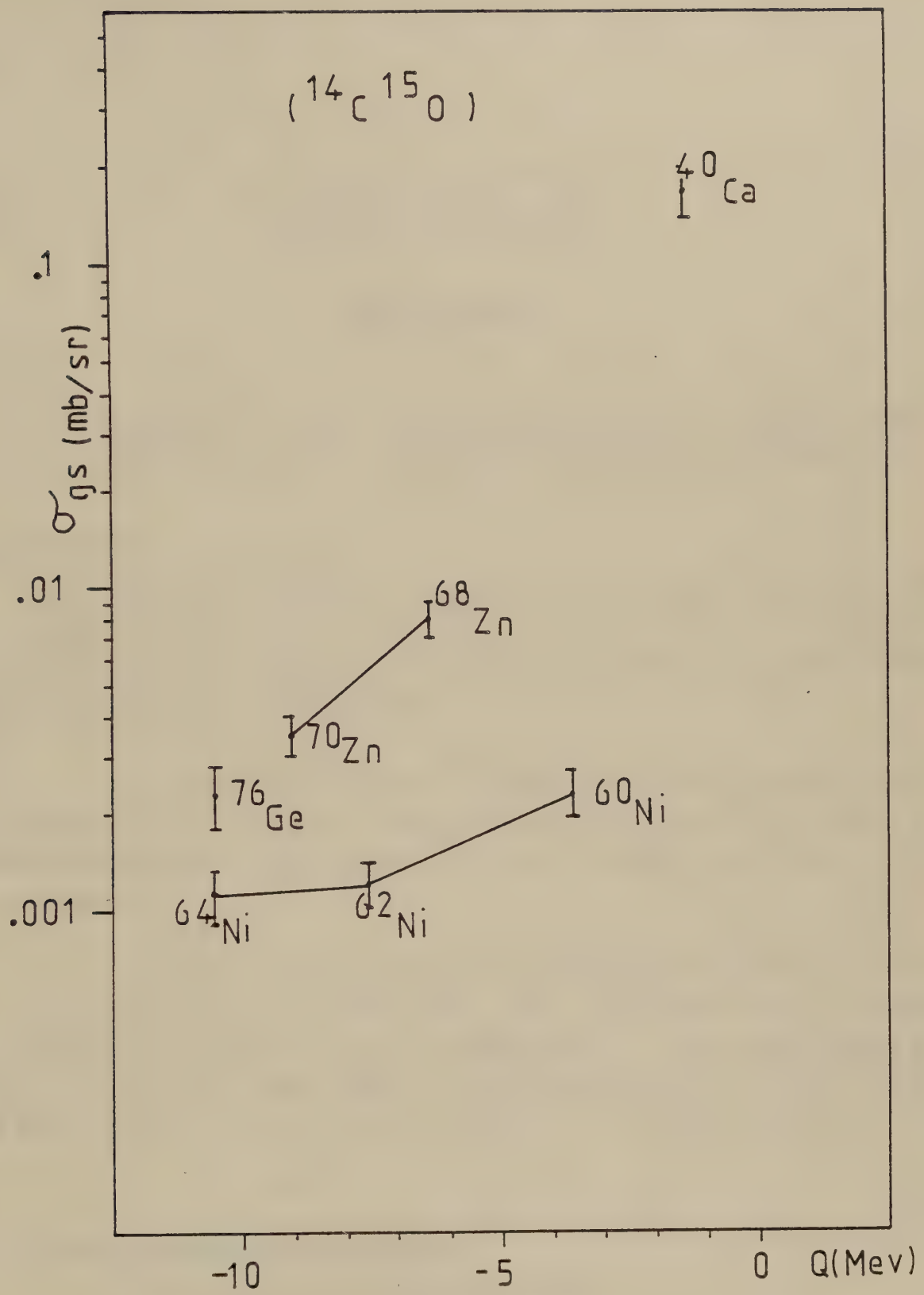


Fig. 23 : Evolution des sections efficaces (intégrées sur 5°) pour les transitions G.S (^{14}C,^{15}O) GS mesurées dans ce travail.

CHAPITRE III

EXCES DE MASSES

Après avoir exposé les valeurs obtenues pour les excès de masses, nous les comparons aux résultats antérieurs et aux prédictions théoriques.

1 - RESULTATS

Les excès de masse des noyaux résiduels, riches en neutrons, formés par transfert de deux protons, sont indiqués dans le tableau V ainsi que les résultats de mesures antérieures et les valeurs calculées par Lombard - Beiner, Myers, Liran-Zeldes et Garvey-Kelson.

Les noyaux de ^{74}Zn et de ^{80}Ge ont été observés directement pour la première fois et les barres d'erreur sur les masses sont très réduites : les évaluations de masses réalisées à partir des Q_β ont une imprécision de l'ordre de 300 keV.

Les excès de masse obtenus par la réaction (^{14}C, ^{15}O) sur les cibles les plus riches en neutrons (^{64}Ni, ^{70}Zn, ^{76}Ge), sont indiqués dans le tableau VI. Ces masses sont mesurées pour la première fois et l'écart par rapport aux valeurs calculées par Liran Zeldes et Garvey-Kelson est faible (inférieur à 300 keV) pour le ^{69}Ni et le ^{75}Zn, alors qu'il est plus important pour le ^{63}Fe.

2 - METHODES DE PREDICTIONS DES MASSES

2.a - Relation locale de Garvey Kelson

Garvey-Kelson (réf. III.7) construisent des relations locales telles qu'il y ait compensation du nombre de nucléons, des interactions nucléaires

Noyau	Mesures antérieures	Ce travail	Lombard Beiner	Myers	Liran Zeldes	Garvey Kelson
^{62}Fe	58.87 ± 0.2 (III(1)) 58.93 ± .05(III(2)) 58.94 ± .02(III(3)	58.83 ± 0.04	56.8	59.10	59.61	59.43
^{68}Ni	63.47 ± 0.03(III.3)	63.56 ± 0.03*	62.	64.78	63.65	63.41
^{74}Zn	65.67 ± 0.14(III.4)	65.57 ± 0.04	63.9	67.48	65.84	65.70
^{80}Ge	69.43 ± 0.31(III.5)	69.38 ± 0.06	67.7	71.40	68.99	69.84

Tableau V : Excès de masse des noyaux obtenus par (^{14}C, ^{16}O) (MeV)

	Ce travail	Lombard Beiner	Myers	Liran Zeldes	Garvey Kelson
^{63}Fe	55.19 ± .06	53.7	56.22	56.28	56.04
^{69}Ni	60.14 ± .06	58.7	62.03	60.29	59.86
^{75}Zn	62.7 ± .08	61.3	64.87	62.79	62.61

Tableau VI : Excès de masse des noyaux obtenus par (^{14}C, ^{15}O) (MeV).

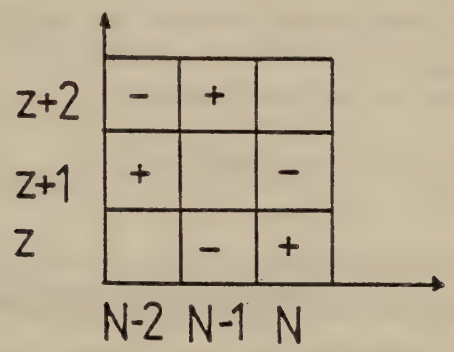
* Cette valeur résulte de la moyenne pondérée de plusieurs mesures (réf. II.7 et III.6).

(pp, pn et nn) et des interactions coulombiennes.

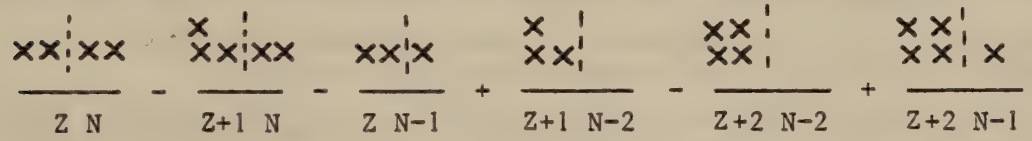
Ainsi, pour les noyaux de ^{62}Fe, ^{68}Ni, ^{74}Zn et ^{80}Ge, les excès de masses sont déterminés par la relation suivante :
Pour un noyau riche en neutrons $^{A}_{Z}M_{N}$:

$$(1)\quad {}^{A}_{Z}M_{N} - {}^{A+1}_{Z+1}M_{N} - {}^{A-t}_{Z}M_{N-1} + {}^{A-1}_{Z+1}M_{N-2} - {}^{A}_{Z+2}M_{N-2} + {}^{A+1}_{Z+2}M_{N-1} = 0$$

que l'on représente :



On peut démontrer cette relation dans le cas des noyaux pairs pairs en considérant un coeur composé de Z-2 protons et N - 2 neutrons et en supposant que les nucléons se couplent par paires. L'expression (1) s'identifie à :



ceci donne, V étant l'interaction nucléon-nucléon :

$S = (4m + 6v) - (5m + 10v) - (3m + 3v) + (3m + 3v) - (4m + 6v) + (5m + 10v)$
qui vérifie (1) ($S = 0$).

Ce modèle repose sur l'hypothèse d'une variation lente des énergies des particules individuelles et des énergies d'interaction résiduelles en fonction du nombre de nucléons. Ainsi, les masses des noyaux sont calculées à partir de cinq noyaux voisins dont l'excès de masse est connu. De par leur construction, ces relations supposent la régularité des propriétés nucléaires

et ne peuvent prédire de nouvelles structures, par contre, elles sont un bon test pour l'apparition ou la disparition d'une propriété nucléaire pour les isotopes ou les isotones.

2.b - Formule semi-empirique de Liran et Zeldes

Dans cette méthode (réf. III.8), on représente le noyau par un ensemble de paires de nucléons (N-N ou P-P) couplés à J = 0 et à isospin nul T = 0 pour les couples P-N, l'énergie d'appariement qui en résulte est notée $E_{ap.}$. Si l'énergie de liaison des neutrons célibataires est proche de celle des protons célibataires, on considère l'état fondamental comme un mélange de configurations, ceci étant le cas des noyaux déformés. Ainsi, l'énergie de liaison est donnée par :

$$E(N,Z) = E_{ap}(N,Z) + E_{def}(N,Z) + E_{coulomb}(N,Z)$$

Le nombre de paramètres libres est de 178, mais l'accord avec les masses connues est assez bon (écart quadratique moyen : 276 keV).

2.c - Modèle de la goutte liquide (Myers Swiatecki)

Ce modèle est un raffinement du modèle de la goutte liquide de Weizsäker (réf. III.9), selon lequel l'excès de masse s'écrit :

$$\Delta = N\, m_n + Z\, m_H + \text{"goutte liquide"} + \text{"correction de couches"}$$

$$+ \text{"terme d'appariement"} + \text{"Wigner"} - 1.433\ 10^{-5}\ Z^{2.39}\ (MeV/c^2)$$

avec : -N et Z le nombre de neutrons et de protons du noyau étudié,
-m_n et m_H les excès de masse du neutron et de l'atome d'hydrogène,
- le dernier terme représente l'énergie de liaison des électrons.

. Le terme "goutte liquide" est la somme des trois énergies; l'énergie de volume, l'énergie de surface et l'énergie coulombienne (réf. III.10).

. Le terme "correction de couches" (réf. III.11) prend en compte l'existence des nombres magiques.

Le terme d'appariement s'écrit $(-\Delta + 1/2\ \delta)$; $1/2\ \delta$, $\Delta - 1/2\ \delta$ avec $\Delta = 12/\sqrt{A}$ et $\delta = 20/A$, suivant que l'on considère un noyau pair-pair, pair-impair ou impair-impair.

. Le Terme de Wigner (réf. III.12) représente un terme d'asymétrie, il prend en compte le recouvrement des fonctions d'ondes des particules dans des orbites identiques ou différentes.

Cette description comporte 16 paramètres libres qui sont déterminés à partir des masses expérimentales et des barrières de fission connues.

Les autres méthodes de prédictions qui prennent la goutte liquide comme idée de base, ne se différencient de celle-ci que par le calcul de "l'effet de couche".

2.d - Méthodes fondamentales

Le modèle à particules indépendantes dans un champ moyen est le seul à pouvoir reproduire les aspects quantiques du noyau (comme la structure en couches) et les déformations, puisque les énergies des particules sont fonctions de la forme du potentiel.

Si l'on se fixe un potentiel moyen (oscillateur harmonique + terme spin orbite), et que l'on résoud le système d'équations des particules individuelles, on obtient le modèle des couches de Nilson (réf. III.13). On peut également résoudre l'équation aux valeurs propres $H\psi = E\psi$ par la méthode variationnelle de Hartree Fock (réf. III.14).

Ces différents calculs "self consistent" se diffèrencient les uns des autres par le choix de l'interaction nucléon-nucléon qui engendre le potentiel moyen.

Ces méthodes qui ont l'avantage de réduire la part de phénoménologie nécessitent en revanche un temps de calcul important. Ainsi, les calculs ne sont effectués que dans quelques régions particulières de la table des masses.

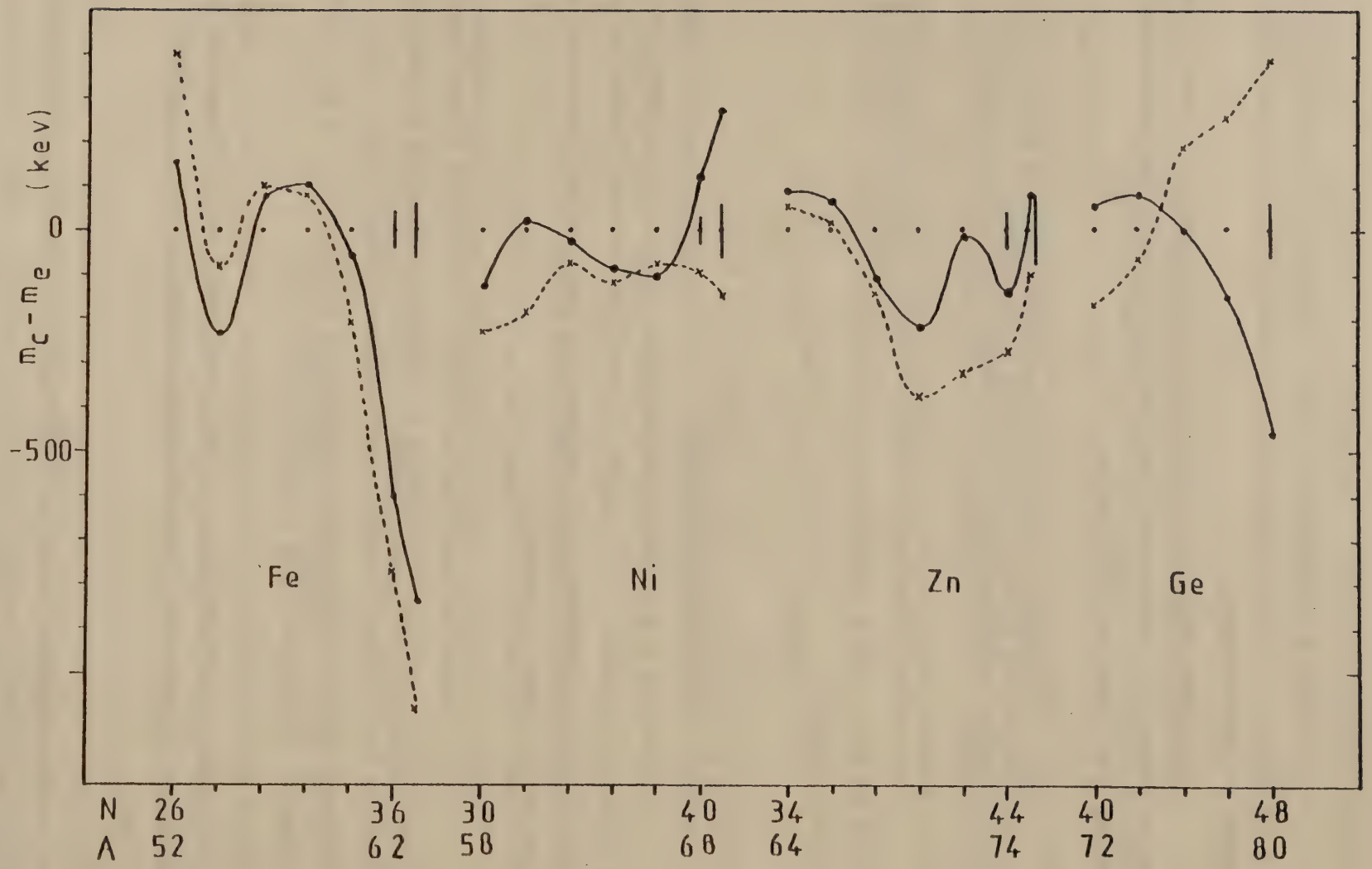


Fig. 24 : Différences entre les masses calculées, par Liran Zeldes (...) et Garvey Kelson (——) et les masses expérimentales pour les isotopes du Fe, Ni, Zr, Ge.

Seuls, Beiner, Lombard et Mas (réf. III.14) ont étendu leurs calculs à la quasi totalité des noyaux pairs-pairs du plan (N-2), compris entre les limites de stabilité proton et neutron, mais ils ont considéré les noyaux comme sphériques. Les masses des noyaux de A impair ont été déduites des précédentes par une correction tenant compte des énergies d'excitation et des potentiels chimiques calculés.

3 - COMPARAISON MASSES CALCULEES - MASSES EXPERIMENTALES

Sur la figure (24) on a porté la différence entre les masses calculées par Liran-Zeldes et Garvey-Kelson avec les valeurs expérimentales en fonction de A, pour les isotopes pairs du Ni du Zn et du Ge et pour les trois noyaux obtenus par la réaction (^{14}C, ^{15}O) à savoir le ^{63}Fe, le ^{69}Ni et le ^{75}Zn. Il est intéressant de noter que cette différence est très faible lorsque la couche $f_{7/2}$ en proton est remplie, comme c'est le cas pour les isotopes du Ni et du Zn. Alors que pour les isotopes du Fe et du Ge cette différence augmente au fur et à mesure que l'on s'éloigne de la vallée de stabilité. Ces effets peuvent s'expliquer par le fait que dans les différentes méthodes de prédictions de masses, les déformations du noyau sont mal introduites. Et, ainsi pour les Ni et les Zn qui sont des noyaux sphériques ou très peu déformés (fig. 25), les masses calculées sont très proches des résultats expérimentaux. Par contre pour les Fe et Ge, qui sont des noyaux très déformés, l'accord entre l'expérience et la théorie est moins bon.

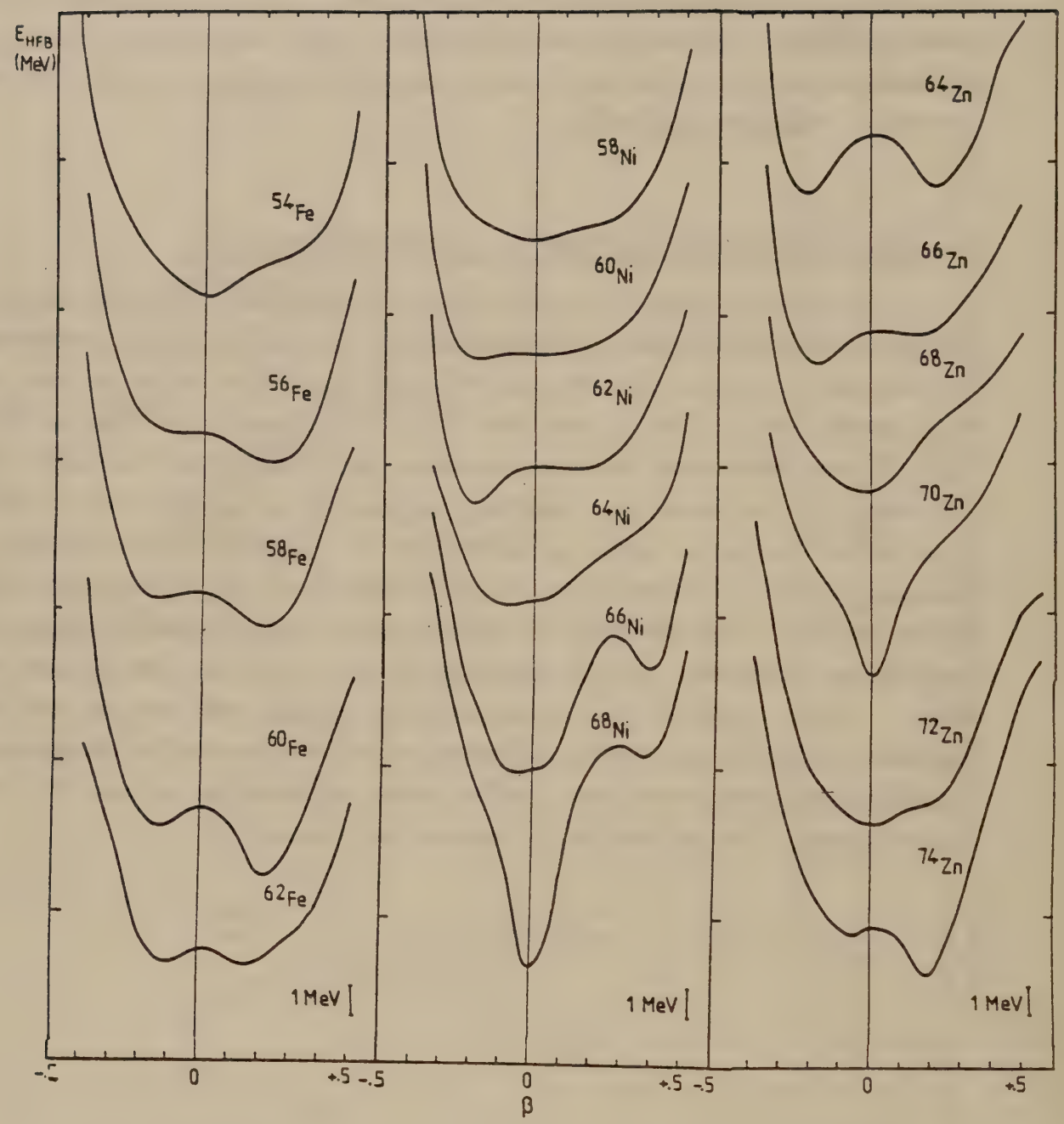


Fig. 25 : Energie de liaison dans l'approximation HFB en fonction du paramètre de déformation β.

CHAPITRE IV

MECANISME DE REACTION

Introduction

Les ions lourds étant fortement absorbés par le noyau, il en résulte que les réactions quasi-élastiques sont localisées à la surface du noyau. Les réactions de transfert sont donc des réactions périphériques, et, aux énergies tandem, les trajectoires des particules sont déterminées essentiellement par le champ coulombien.

Des considérations semi-classiques permettent de comprendre qualitativement le mécanisme de ces réactions; cette description est valable si le paramètre coulombien $\eta = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{\hbar v_\infty}$ (Z_1 Z_2 numéro atomique du projectile et de la cible, v_∞ vitesse de l'ion incident) est grand ($\gtrsim 5$), et si la longueur d'onde du projectile dans le centre de masse ($\lambda\!\!\!^{-} = \frac{\hbar}{\mu v}$) est plus petite que le diamètre de la cible. Cependant, seul un calcul quantique permet d'analyser de façon précise le mécanisme de la réaction et de tenir compte de la structure des noyaux.

Dans ce chapitre, après avoir décrit le transfert du point de vue semi classique, nous exposerons rapidement le formalisme de la DWBA. Puis, nous analyserons les distributions angulaires obtenues avec les réactions (^{14}C ^{16}O), en insistant sur l'intérêt d'effectuer des mesures à petit angle pour l'attribution des spins. Nous étudierons ensuite le comportement des facteurs spectroscopiques extraits, en particulier pour les transitions $0^+ \rightarrow 0^+$ sur les deux séries d'isotopes pairs du Ni et du Zn.

1 - TRAITEMENT SEMI CLASSIQUE DE LA REACTION

- La localisation spatiale ($\vec{r}$) entraine la localisation dans l'espace des moments orbitaux ($\vec{\ell} = \vec{r} \times \vec{k_i}$), ainsi, les valeurs de ℓ correspondant à l'effleurement du noyau sont favorisées.

Notons que l'interaction coulombienne joue un rôle important pour les énergies centre de masse considérées.

Les réactions de transfert peuvent être analysées par un modèle simple semi-classique (réf. IV.1,2) qui a l'avantage de tenir compte de ces aspects spécifiques.

Considérons une réaction où l'on suppose que les particules transférées forment un cluster (x) :

$$\underbrace{(C_1 + x)}_{A_1(m_1)} + \underset{(m_2)}{C_2} \rightarrow \underset{A_2(m_3)}{(C_2 + x)} + \underset{(m_4)}{C_1}$$

Les hypothèses de ce modèle sont :

- A_1 et C_2 suivent des trajectoires classiques jusqu'à la zone de transfert.

- C_1 et A_2 de même jusqu'à la zone de détection.

- les impulsions des nucléons ne sont pas modifiées au cours du transfert dans le plan de réaction.

- les composantes du moment angulaire en dehors de l'axe perpendiculaire au plan médian de la réaction, sont négligées.

- l'énergie de liaison du cluster transféré, avec le noyau est négligée,

- on néglige le renversement du spin.

Ainsi, des niveaux du noyau résiduel ou de l'éjectile seront préférentiellement peuplés, si leurs caractéristiques (spin, énergie) satisfont ces conditions d'adaptation (réf. IV.2).

Les valeurs favorisées Q_{FAV} et ℓ_{FAV} dans le cas d'un pick up sont données par :

$$Q_{FAV} = B_f - B_i + (E_f - B_f) \frac{m_x m_2}{\mu_i (m_x + m_2)}$$

$$\ell_{FAV} = \ell_i - \ell_f = \sqrt{\mu_i}\ R_i(E_i - B_i)^{1/2} - \sqrt{\mu_f}\ R_f(E_f - B_f)^{1/2}$$

ou

$B_i(B_f)$, $E_i(E_f)$, $\mu_i(\mu_f)$ et $R_i(R_f)$ correspondent aux barrières coulombiennes, énergies centre de masses, masses réduites du système et rayons d'interaction dans les voies d'entrée et de sortie respectivement.

Dans le tableau VII sont présentées pour les réactions étudiées en (^{14}C ^{16}O) les valeurs de la chaleur de réaction, des barrières coulombiennes, des paramètres coulombiens, des énergies d'excitations favorisées ($E_{xFav} = Q_o - Q_{Fav}$) et des moments angulaires favorisés ℓ_{Fav}. Dans la dernière colonne sont rapportées les valeurs des sections efficaces pour la transition fondamental à fondamental , intégrées sur 5° (Lab).

Les énergies centre de masse étant de l'ordre de 60 MeV, on constate que les valeurs des barrières coulombiennes sont inférieures à cette valeur et que le paramètre coulombien est grand, de l'ordre de 12, ce qui justifie l'analyse du transfert par un modèle semi-classique. On remarque que l'énergie d'excitation favorisée (Ex_{FAV}) est assez négative, par contre le transfert de moment angulaire favorisé est faible.

Sur la figure 26, on a reporté les sections efficaces de la transition fondamental à fondamental , intégrées sur 5° en fonction de l'énergie d'excitation favorisée. On observe que cette section efficace augmente lorsque la valeur de E_{xFAV} se rapproche de zéro, comme on peut l'attendre; les deux transitions $^{64}Zn \rightarrow {}^{62}Ni$ et $^{58}Ni \rightarrow {}^{56}Fe$ pour lesquelles le transfert de moment angulaire favorisé est proche de zéro, échappent cependant à cette évolution et les sections efficaces décroissent d'un facteur 2 à 3 par rapport aux valeurs extrapolées. Cet effet provient vraisemblablement de la structure des noyaux concernés (déjà observé au chapitre précédent, il sera analysé après le traitement de la réaction en DWBA).

Transitions	B_{c_i} (MeV)	B_{c_f} (MeV)	η_i	Q_o MeV	$E_{x_{FAV}}$ (MeV)	ℓ_{FAV} (ħ)	$\frac{d\sigma}{d\Omega}$ (mb/sr)
$^{58}Ni \rightarrow {}^{56}Fe$	26.6	33.8	11.67	8.14	-4.1	-1.45	.048 ± .007
$^{60}Ni \rightarrow {}^{58}Fe$	26.4	33.5	11.67	5.54	-6.3	.1	.223 ± .030
$^{62}Ni \rightarrow {}^{60}Fe$	26.4	33.3	11.67	2.45	-9.	2.	.20 ± .03
$^{64}Ni \rightarrow {}^{62}Fe$	26	33.1	11.67	-.483	-11.5	4.	.137 ± .020
$^{64}Zn \rightarrow {}^{62}Ni$	27.9	35.6	12.5	8.50	-4.14	-1.4	.172 ± .025
$^{66}Zn \rightarrow {}^{64}Ni$	27.7	35.4	12.5	5.96	-6.31	.2	.36 ± .04
$^{68}Zn \rightarrow {}^{66}Ni$	27.5	35.2	12.5	3.92	-8	1.5	.30 ± .04
$^{70}Zn \rightarrow {}^{68}Ni$	27.4	35	12.5	1.8	-10	2.9	.20 ± .03
$^{74}Ge \rightarrow {}^{72}Zn$	28.9	37.1	13.33	2.46	-9.6	3.	.248 ± .037
$^{76}Ge \rightarrow {}^{74}Zn$	28.7	36.9	13.33	.22	-11.7	4.7	.102 ±.015
$^{82}Se \rightarrow {}^{80}Ge$	30	38.8	14.17	.4	-12.5	5.7	.115 ± .020

Tableau VII : Caractéristiques cinématiques des réactions (^{14}C, ^{16}O) étudiées sur les noyaux de $^{58-64}Ni$, $^{64-70}Zn$, $^{74-76}Ge$ et ^{82}Se, vis-à-vis des sections efficaces mesurées.

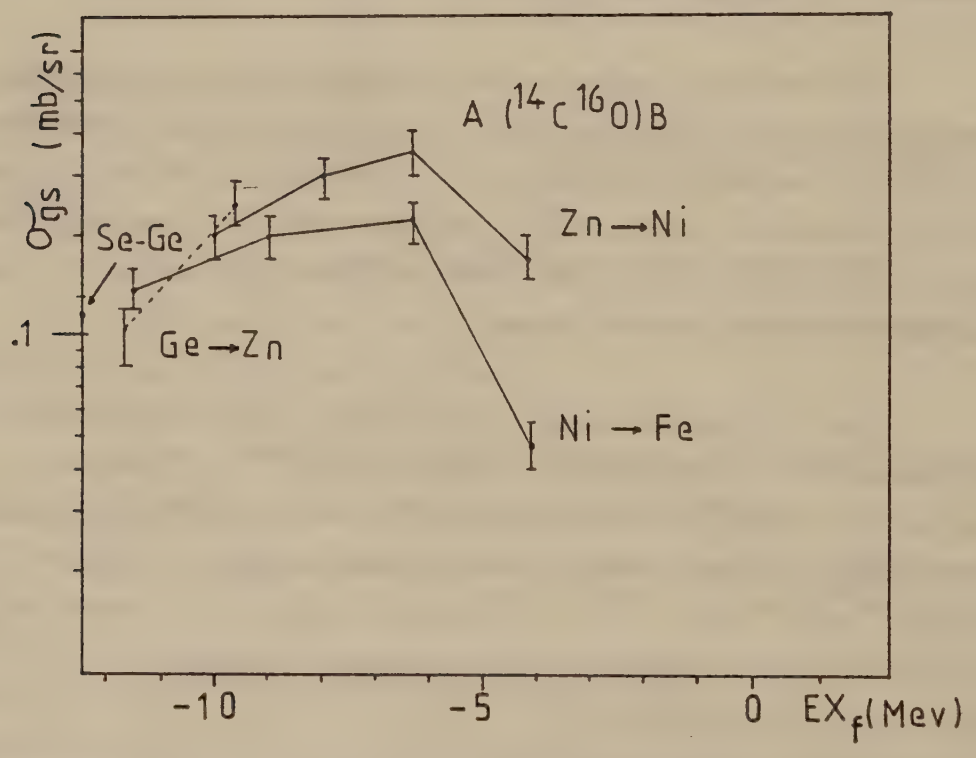


Fig. 26 : Sections efficaces du fondamental intégrées sur la première oscillation en fonction de l'énergie d'excitation favorisée, pour les réactions (^{14}C, ^{16}O) effectuées dans ce travail.

La figure 27 illustre l'évolution de ℓ_{FAV} et E_{xFAV} en fonction de l'énergie incidente pour trois situations expérimentales de pick-up; pour la réaction $^{70}Zn(^{14}C, ^{16}O)^{68}Ni$ (fondamental et E_x = 5 MeV) et pour la réaction ^{60}Fe $(^{16}O, ^{18}O)^{58}Fe$. Avec l'augmentation de l'énergie, la fenêtre en énergie d'excitation se déplace du côté des énergies négatives, mais la fenêtre en moment angulaire évolue vers les faibles valeurs de ℓ. Cherchant des niveaux de bas spin (0 et 2), avec l'énergie incidente croissante, on gagne en moment angulaire (ℓ_{Fav}), tandis que l'on perd en Q_{FAV}. En outre, comme la fenêtre en Q est d'autant plus ouverte que l'énergie incidente est élevée (réf. IV.3),le choix de 72 MeV d'énergie incidente doit nous permettre d'observer au mieux les premiers niveaux du noyau résiduel formé au cours de la réaction.

2 - FORMALISME DE L'APPROXIMATION DE BORN DES ONDES DISTORDUES (DWBA)

En approximation de Born, la réaction de transfert est traitée comme une perturbation au premier ordre de la diffusion élastique. On suppose que la réaction est directe et qu'elle a lieu en une seule étape. Cette hypothèse est d'autant plus justifiée que l'énergie incidente est grande.

Considérons la réaction suivante où l'on fait l'approximation du transfert d'un cluster x :

$$\begin{aligned} &a_1 + c_2 \rightarrow c_1 + a_2 \quad \text{avec} \\ &\{c_1+x\} + c_2 \rightarrow c_1 + \{c_2 + x\} \end{aligned} \qquad \left\{ \begin{array}{ccccc} a_1 & \xrightarrow{J_{a_1}} & s & \xrightarrow{J_{c_1}} & c_1 \\ & & \ell & & \\ c_2 & \xrightarrow{J_{c_2}} & j & \xrightarrow{J_{a_2}} & a_2 \end{array} \right. \qquad (1)$$

où J_{a_1} J_{c_1} J_{a_2} J_{c_2} sont les spins des noyaux correspondants, ℓ est le moment angulaire transféré et ou (s et j) sont les spins du cluster dans les noyaux (a_1 et a_2) respectivement. L'élément de matrice de transition dans l'approximation DWBA (réf. IV 3-4) et dans la version post (séparation du potentiel dans la voie de sortie) s'écrit:

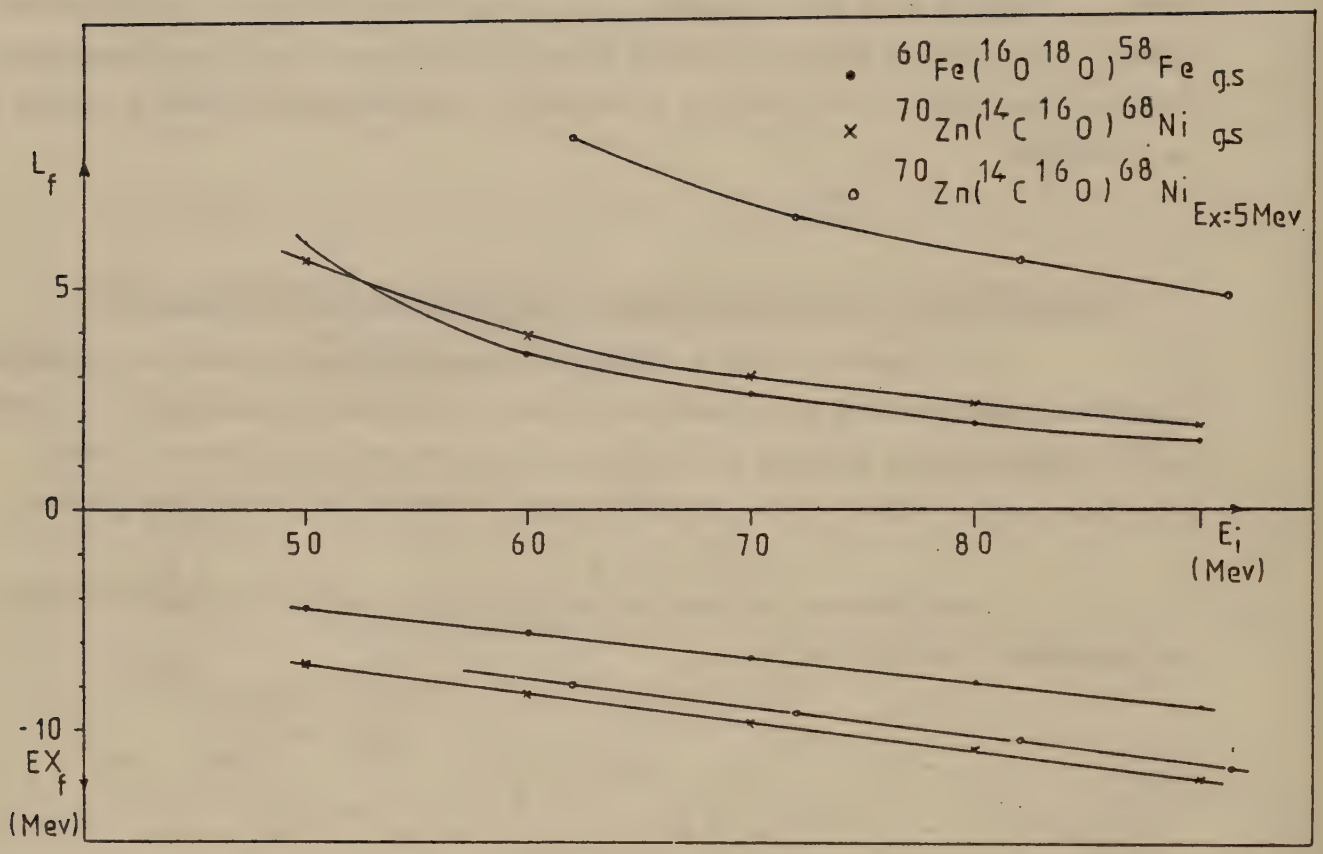


Fig. 27 : Evolution du moment angulaire favorisé et de l'énergie d'excitation favorisée en fonction de l'énergie incidente.

1) $T_{\beta\alpha}^{DWBA} = \langle \chi_\beta^{(-)} \psi_\beta | V_\beta - U_\beta^{opt} | \psi_\alpha \chi_\alpha^{(+)} \rangle$

- χ_β^- et χ_α^+ sont les fonctions d'ondes distordues qui décrivent le mouvement relatif des ions dans les voies d'entrée et de sortie.

- ψ_β décrit la structure interne du système (a_2, c_1) et ψ_α celle du système (c_2, a_1).

- $V_\beta - U_\beta^{opt}$ est le potentiel responsable du transfert et V_β potentiel d'interaction entre des noyaux c_1 et a_2, est la somme des interactions nucléaires et coulombiennes

$$V_\beta = V_{coul} + \sum_{\substack{i=1,x \\ j=1,c_1}} v(r_{ij}) + U_\beta^{opt} + V_N$$

Le potentiel V_N étant la différence entre l'interaction entre les deux coeurs c_1 et c_2 et le potentiel optique U_β^{opt}.

Le potentiel coulombien est négligé, n'étant pas responsable du transfert, de plus, comme les deux coeurs sont distants lors de la réaction, la contribution de V_N n'est pas prise en compte, on obtient pour le potentiel responsable du transfert l'expression suivante :

$$V_\beta - U_\beta = \sum_{\substack{i=1,x \\ j=1,c_1}} V(r_{ij})$$

que l'on identifie à $V(\vec{r}_1)$ en supposant que l'interaction n'est fonction que de la distance $(\vec{r}_1)$ entre le coeur c_1 et le cluster x.

Quant à la fonction d'onde ψ_α du système $(a_1, c_2) \equiv (c_1 + x, c_2)$ elle s'exprime sous la forme :

$$\psi_\alpha = \psi_{c_2} \otimes \psi_{a_1}$$

où ψ_{c_2} et ψ_{a_1} sont les fonctions d'ondes intrinsèques des noyaux c_2 et a_1.

On développe maintenant ψ_{a_1} sur la fonction d'onde du coeur (c_1) et sur la fonction d'onde du cluster x.

$$\psi_{a_1} = \sum_{\substack{s\ n_1\ \ell_1 \\ m_s}} S_1\,(J_{c_1}, J_{a_1}, n_1, \ell_1, s) < J_{c_1}\ M_{c_1}\ s\ m_s\ |J_{a_1}\ M_{a_1}>$$

$$\times\ \psi^{J_{c_1}\ Mc_1}_{c_1}\ \left\{\psi_{I_x} \circledast \varphi^{n_1}_{\ell_1}\right\}\ s\ m_s$$

et de même pour la fonction d'onde du noyau a_2.

$$\psi_{a_2} = \sum_{\substack{j\ n_2\ \ell_2 \\ m_j}} S_2\,(J_{c_2}, J_{a_2}, n_2, \ell_2, j) < J_{c_2}\ M_{c_2}\ j\ m_j|\ J_{a_2}\ M_{a_2}>$$

$$\psi^{J_{c_2}\ M_{c_2}}_{c_2}\ \left\{\psi_{I_x} \circledast \varphi^{n_2}_{\ell_2}\right\} j\ m_j$$

Les coefficients S_1 et S_2 sont les facteurs spectroscopiques qui représentent la décomposition des noyaux a_1 (a_2) en un coeur c_1 (c_2) plus un cluster

ψ_{I_x} étant la fonction d'onde intrinsèque du cluster (de spin I_x) et $\varphi^{n_1}_{\ell_1}$ ($\varphi^{n_2}_{\ell_2}$) les fonctions d'ondes relatives du cluster par rapport aux coeurs c_1 (c_2) (avec les moments orbitaux ℓ_1 (ℓ_2) et les nombres quantiques principaux (n_1(n_2))

$$-\left\{\psi_{I_x} \circledast \varphi^{n_1}_{\ell_1}\right\} s\ ms = \sum_{\mu_1\ \mu_x} <I_x\ \mu_x\ \ell_1\ \mu_1|s\ ms>\ \psi_{Ix\,\mu x}\ \varphi^{n_1}_{\ell_1\ \mu_1}$$

- J_{c_i}, M_{c_i} ($i = 1,2$) sont les spins et leurs projections pour les coeurs c_i.

Ainsi, l'amplitude de transition s'écrit :

$$T^{DWBA}_{\beta\alpha} = \sum_{\substack{j\ m_j\ n_2\ \ell_2 \\ s\ m_s\ n_1\ \ell_1}} S_1\ S_2 < J_{c_2}\ M_{c_2}\ j\ m_j|J_{a_2}> <J_{C_1}\ M_{c_1}\ s\ m_s|J_{a_1}\ M_{a_1}>\ \times$$

$$\int d\vec{r}\; d\vec{r}_1\; \chi_\beta^-(\vec{k}_f, \vec{r}_f)\varphi^{\ell_2}_{j\,mj} \langle \psi_{c_1} | v(\vec{r}_1) | \psi_{c_1} \rangle \varphi^{\ell_1}_{s\,ms}\; \chi_\alpha^+(\vec{k}_i, \vec{r}_i) \qquad (2)$$

avec $\begin{cases} \vec{r}_i = 1/u(t_2\,\vec{r}_1 - t_1\,\vec{r}_2) \quad \text{(figure 28)} \\ \vec{r}_f = 1/u\;(s_2\,\vec{r}_1 + s_1\,\vec{r}_2) \end{cases}$

ou $\quad t_1 = \dfrac{m_{a_2}\, m_{a_1}}{m_x\, T} = -\,s_2\,,\; t_2 = -\,m_{a_2}\, m_{c_1}/m_x\, T,\; s_1 = m_{c_2}\, m_{a_1}/m_x\, T$

$u = s_1\, t_2 - t_1\, s_2$

$T = m_{c_2} + m_{a_1} = m_{a_2} + m_{c_1}$

k_i et k_f étant les nombres d'ondes dans les voies d'entrée et de sortie.

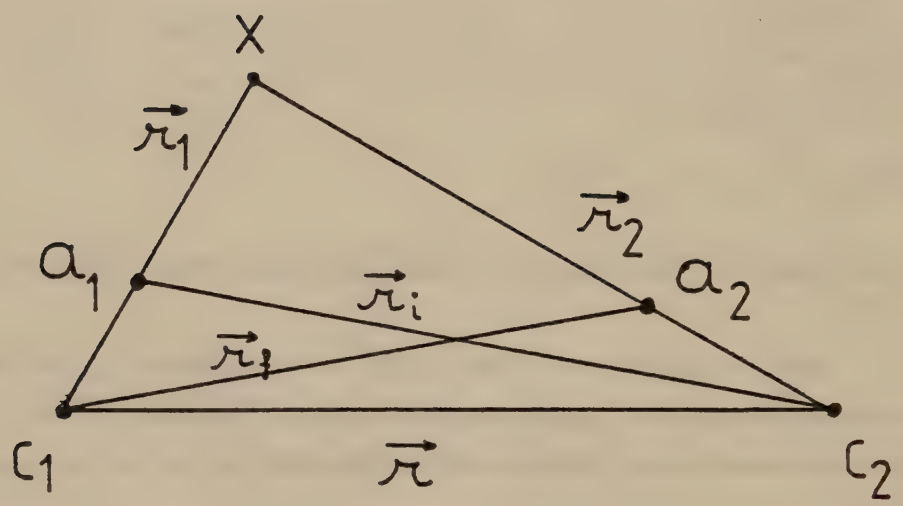
Pour calculer cette amplitude de transition (2), on développe les fonctions d'onde distordues en ondes partielles. Pour une cible et un faisceau non polarisés la section efficace est donnée par :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\mu_i\, \mu_f}{(2\pi\hbar^2)^2}\,\frac{k_f}{k_i}\,\frac{1}{(2J_{a_1}+1)\,(2J_{c_2}+1)} \sum_{\substack{m_{a_1}\, m_{c_2} \\ m_{a_2}\, m_{c_1}}} \left| T^{DWBA}_{\alpha\beta} \right|^2$$

ce qui donne à partir de l'expression (2) :

$$(3)\quad \frac{d\sigma}{d\Omega} = A \sum_{j\,\ell s\, m} \Bigg| \sum_{\substack{\ell_i = |\ell_f - \ell| \\ \ell_f}}^{\ell_i = \ell_f + \ell} \langle \ell_i\, 0\, \ell_f\, m_f | \ell m \rangle \sum_{\substack{\ell_1\, n_1 \\ \ell_2\, n_2}} S_1\, S_2\, I^{\ell_i \ell_f}_{\substack{j\,\ell s \\ n_1\,\ell_1 \\ n_2\,\ell_2}}\, P_{\ell_f m}(\cos\Theta) \Bigg|^2$$

avec $\quad A = \dfrac{\mu_i\, \mu_f}{(2\pi\hbar^2)^2}\,\dfrac{k_f}{k_i}\,\dfrac{(2\,J_{a_2}+1)}{(2\,J_{a_1}+1)}\,\left(\dfrac{4\pi}{k_i\, k_f}\right)^2$



$$(C_1 + X)\ C_2 \longrightarrow C_1\ (C_2 + X)$$
$$a_1 \qquad\qquad a_2$$

Fig. 28 : Schéma du système de coordonnées.

I étant le facteur dynamique qui rassemble le facteur de forme radial et les fonctions d'ondes distordues radiales.

Les règles de sélection sont les suivantes :

$$(4) \qquad \begin{cases} |j - s| \leq \ell \leq j + s \\ |\ell_1 - \ell_2| \leq \ell \leq \ell_1 + \ell_2 \end{cases} \quad \text{et} \quad \vec{\ell}_i = \vec{\ell}_f + \vec{\ell}$$

$$\text{Comme } \vec{J}_{a_1} = \vec{J}_{c_1} + \vec{s} \quad \text{et} \quad \vec{J}_{a_2} = \vec{J}_{c_2} + \vec{j} \ .$$

Si l'on considère le cas du pick up où la cible (a_1) et le projectile (c_2) ont des spins nuls on a : $s = J_{c_1}$ et $j = J_{a_2}$, de plus, pour un pick up de deux nucléons identiques laissant l'éjectile (c_1) dans son état fondamental et le noyau résiduel dans un état quelconque, on obtient : $s = 0$ et $\ell = j$.

Si l'on considère le transfert d'un nucléon, les coefficients S_1 et S_2 décrivent les taux d'occupation des orbites du modèle en couches. Les spins des noyaux étant connus, la sommation sur $n_1\ \ell_1$ et $n_2\ \ell_2$ disparaît et l'on peut factoriser la section efficace sous la forme :

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{exp} = (S_1\ S_2)^2 \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{DWBA}$$

Pour un transfert de deux nucléons, on décrit la séparation de A nucléons en un coeur de A-2 nucléons plus un cluster formé de deux nucléons. Pour cela, on utilise la transformation de Talmi Moshinsky (réf.IV.5). Si l'espace de configuration fait intervenir plusieurs couches majeures, on ne peut plus factoriser les facteurs spectroscopiques.

3 - DISTRIBUTIONS ANGULAIRES : ANALYSE EN DWBA

Sur les figures 29a et 29b, sont présentées pour les réactions (^{14}C, ^{16}O) les distributions angulaires associées aux états finaux 0^+ et 2^+; mesurées entre 3.5° et 8.5° Lab, (figure 29a) pour les transitions $^{58\text{-}60}Ni \rightarrow {}^{56\text{-}58}Fe$ et $^{64\text{-}66\text{-}68}Zn \rightarrow {}^{62\text{-}64\text{-}66}Ni$, et entre 0° et 13° CM pour les transitions $^{62\text{-}64}Ni \rightarrow {}^{60\text{-}62}Fe$ et $^{74\text{-}76}Ge \rightarrow {}^{72\text{-}74}Zn$ (fig. 29b).

Ces distributions présentent, du fait de la localisation du transfert à la surface du noyau, une allure diffractionnelle analogue à celle que génère un anneau placé perpendiculairement à la direction du faisceau incident. La période des oscillations correspond à $\Delta\theta = \frac{2\pi}{L_c}$ (L_c étant le moment angulaire critique). Comme en optique, on assiste à une concentration de l'intensité à l'avant et dans un faible domaine angulaire. Le premier minimum correspondant à celui de la fonction $J_o(R\theta/\lambda\!\!\!^{-})$ (solution de Fresnel) qui se situe à très petit angle pour les réactions entre ions lourds ($\theta_{CM} \simeq 3°$). D'autre part, on remarque que cette concentration à l'avant est plus importante pour une transition $\Delta\ell = 0$ que pour une transition $\Delta\ell \neq 0$. Les courbes portées sur ces figures résultent d'un calcul de DWBA réalisé avec le code SATURN MARS (réf. IV.6) les paramètres du potentiel optique sont indiqués dans le tableau VIII (réf. IV.7).

	V_{MeV}	r_v(fm)	a_v(fm)	W_{MeV}	r_w(fm)	a_w (fm)
^{14}C + cible Voie d'entrée	37	1.35	.404	78	1.29	.174
^{16}O + résiduel Voie de sortie	37	1.35	.404	78	1.29	.174

Tableau VIII

Le potentiel optique est de la forme :

$$V(r) = V(1+\exp[(r-r_v)/a_v])^{-1} + i\,W\,(1+\exp[(r-r_w)/a_w])^{-1}$$

Avec les valeurs du tableau VIII le potentiel est transparent de surface ($r_W < r_v$ et a_w petit) ce qui génère la forme diffractionnelle des distributions angulaires.

Reprenons l'expression (§ IV.2, formule 3) de la section efficace dans le cas de noyaux (cible et projectile) pair-pair ($s = 0, j = \ell$). Comme l'on forme l'^{16}O dans son état fondamental on précise $n_1\ \ell_1$, de plus, avec les règles de sélection (§ IV.2, formule 4) ℓ_2 est fixé, ainsi :

$$(5)\quad \frac{d\sigma}{d\Omega} = A\,(S_1\ S_2)^2 \sum_{\ell m} \Big| \sum_{\substack{\ell_i \\ \ell_f}} < \ell_i\ 0\ \ell_f | \ell m > \ I_{\ell}^{\ell_i\ \ell_f}\ P_{\ell_f\ m}\ (\cos\theta)\Big|^2$$

Pour une transition $0^+ \to 0^+$ (ℓ, m nuls) et avec l'approximation selon laquelle une seule valeur de moment angulaire (ℓ_c) contribue (fenêtre d'entrée en moment angulaire étroite), on obtient :

$$(6)\quad \frac{d\sigma}{d\Omega} \simeq A(S_1\ S_2)^2 \ \Big|\ I_o^{\ell_c\,\ell_c}\ P_{\ell_c o}\ \ (\cos\theta)\ \Big|^2$$

On retrouve donc le résultat de Fresnel car pour ℓ grand,

$$P\ell_c\ \ (\cos\Theta) \simeq J_o((\ell+1/2)\theta) = J_o(k\,R\,\theta)$$

(pour les réactions étudiées ici $\ell_c \simeq 40$).

Par contre, pour une transition $\ell \neq 0$ ($0^+ \to 2^+$), il faut considérer des $P_{\ell_f m}$ différents dans l'expression (5), et la contribution des différentes valeurs de $\ell_f (\ell_i \pm \ell)$. Tout ceci ayant pour effet de laver la figure de diffraction, principalement aux petits angles.

On remarque clairement que seule les mesures aux très petits angles permettent d'identifier les transitions $\ell = 0$, c'est-à-dire dans les cas considérés ici de reconnaitre les niveaux finaux 0^+ des autres niveaux.

Pour le premier niveau excité du noyau de ^{62}Fe, dont l'énergie d'excitation est .86 MeV, la forme de la distribution angulaire est différente de celle du 0^+ fondamental, mais assez apparentée à celle du premier niveau 2^+ du ^{60}Fe (fig. 29b). Etant donné par ailleurs que l'énergie trouvée (.86 MeV) est compatible avec l'évolution de l'énergie d'excitation des 2_1^+ pour les isotopes pairs du fer, ce niveau observé dans le ^{62}Fe possède vraisemblablement un spin 2^+.

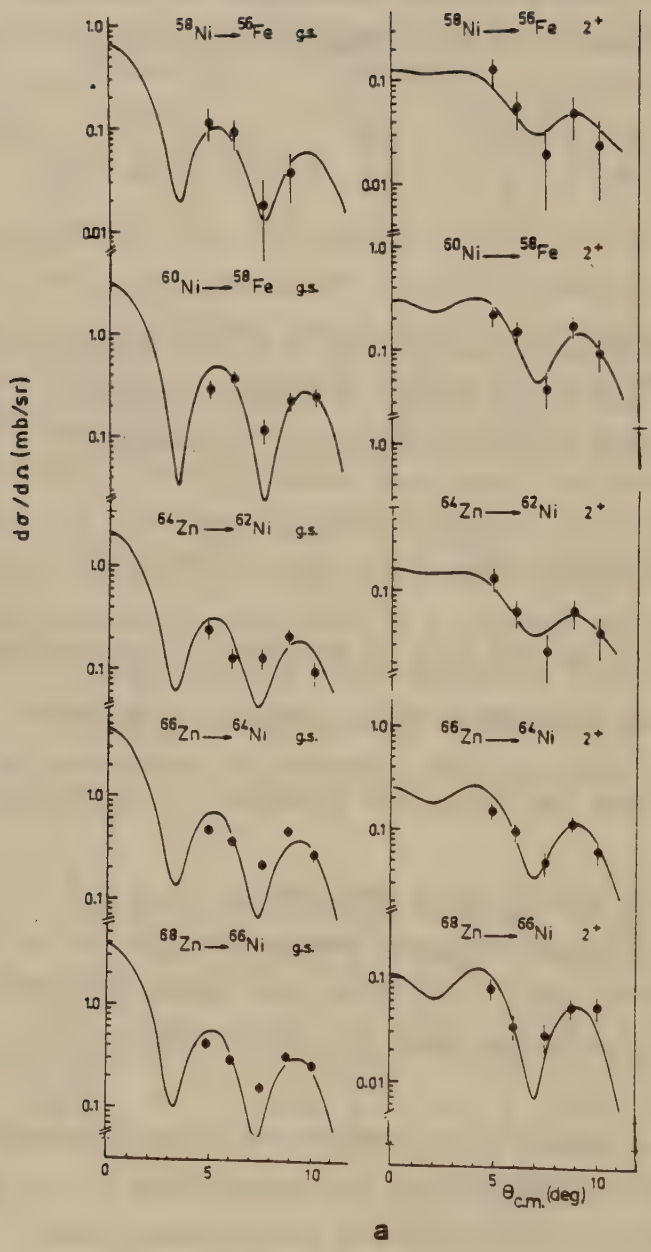
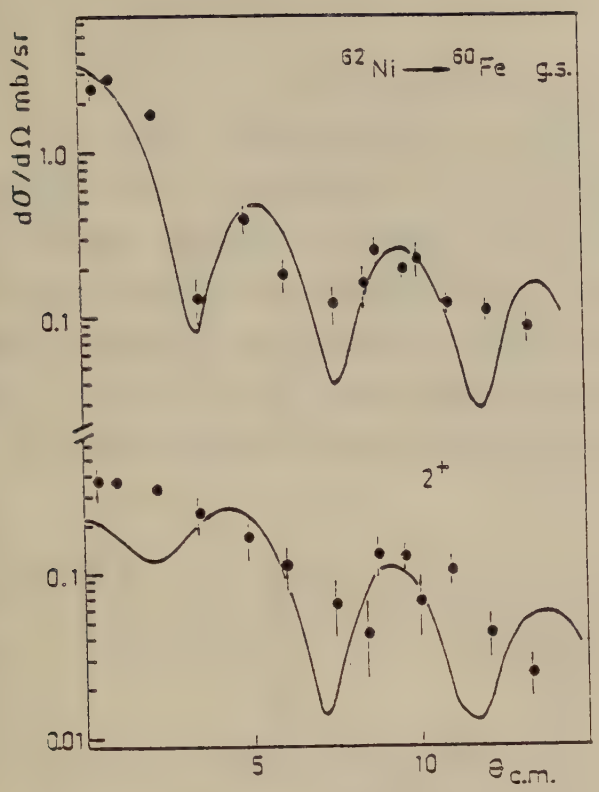
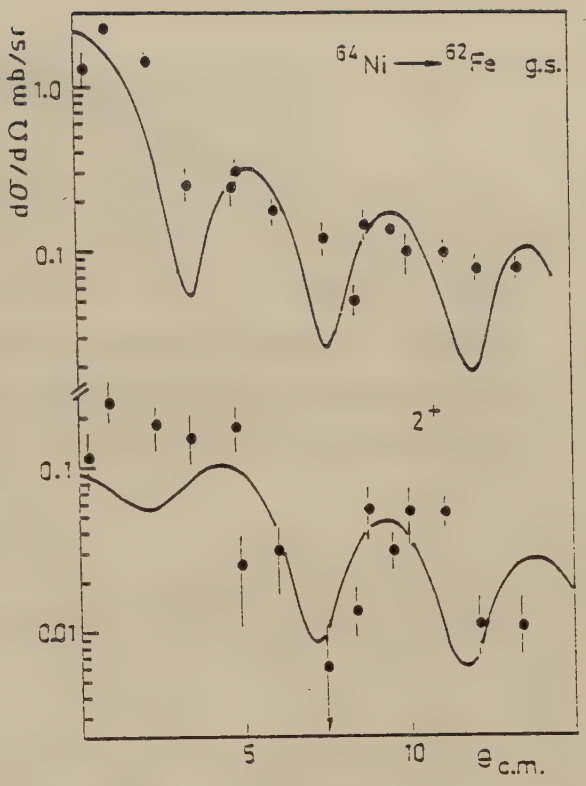
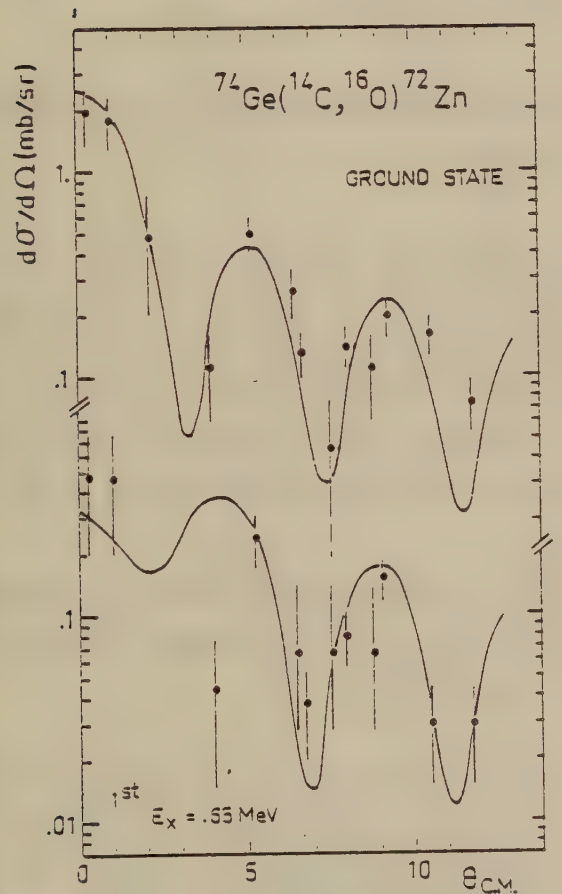


Fig. 29 : Distribution angulaire obtenues par la réaction (^{14}C, ^{16}O) pour l'état fondamental et le premier niveau 2^+
a) sur les cibles de $^{58,60}Ni$ et $^{64,66,68}Zn$ entre 5° et 10° CM.







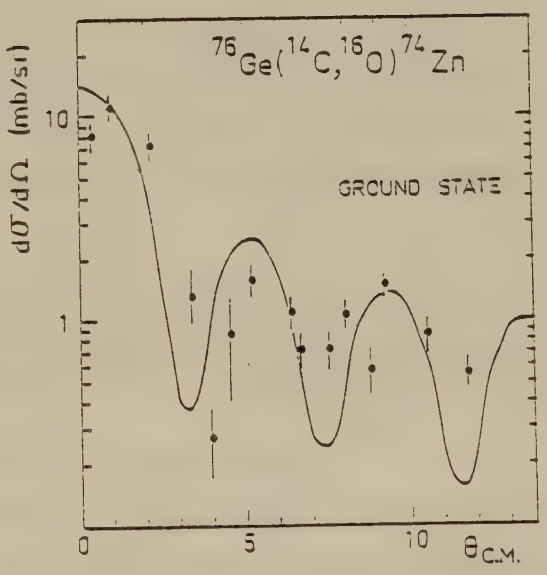


Fig. 29 : Distribution angulaire obtenues par la réaction (^{14}C,^{16}O) pour l'état fondamental et le premier niveau 2$^+$

b) sur les cibles de ^{74,76}Ge et ^{62,64}Ni entre 0 et 13° CM.

. Les niveaux du ^{68}Ni

Les distributions angulaires des transitions $^{70}Zn \rightarrow {}^{68}Ni$ pour l'état fondamental et le premier niveau excité sont présentées sur la figure 30. On observe pour ces deux distributions une remontée à l'avant similaire (facteur 6 entre 0 et 5°) caractéristique des transitions $\ell = 0$. On a porté également sur la figure les résultats du calcul de DWBA; pour le premier niveau excité les distributions correspondent aux transitions $0^+ \rightarrow 0^+$ et $0^+ \rightarrow 2^+$. Ce calcul confirme la différence de comportement des deux transitions entre 0° et 4° CM.

On observe ainsi que le premier niveau excité est un 0^+; le noyau de ^{68}Ni est donc le septième noyau pour lequel ce phénomène est reporté dans :

$^{16}_{8}O_{8}$	$^{40}_{20}Ca_{20}$	$^{72}_{32}Ge_{40}$	$^{90}_{40}Zr_{50}$	$^{96}_{40}Zr_{56}$	$^{98}_{42}Mo_{56}$	

L'inversion $0_2^+ - 2_1^+$ peut s'interpréter à l'aide des considérations suivantes :

Pour la série des isotopes pairs du Ni, Zn, Ge et Se (fig. 31a), on constate pour N = 40 un minimum dans l'énergie d'excitation du 0_2^+. On peut donc attendre également une faible énergie d'excitation (inférieure à 2 MeV) pour le 0_2^+ du ^{68}Ni . D'autre part, (fig. 31b), l'évolution de l'énergie d'excitation des 2_1^+ pour ces mêmes séries d'isotopes pairs, illustre l'effet des nombres magiques sur la déformation nucléaire (en particulier pour N ou Z = 28).

De plus, dans le noyau de ^{68}Ni, la magicité du nombre de protons (Z = 28) renforce l'effet de fermeture de la couche 1 f 2p, ainsi l'énergie d'excitation du 2_1^+ se trouve accrue. (réf. IV.8)

Cette situation est analogue à celle du noyau semi-magique, ^{90}Zr (réf. IV.9) pour lequel l'énergie du 2_1^+ est plus grande pour Z = 40 que pour les autres valeurs paires de Z (fig. 31.c), et l'énergie du second 0^+ est plus faible. Dans les deux cas, l'abaissement du 0_2^+ s'explique en considérant que l'énergie qui résulte de l'excitation de deux quasi-particules dans la sous-couche $g_{9/2}$ est réduite par le fort couplage de ces 2 particules (j élevé),

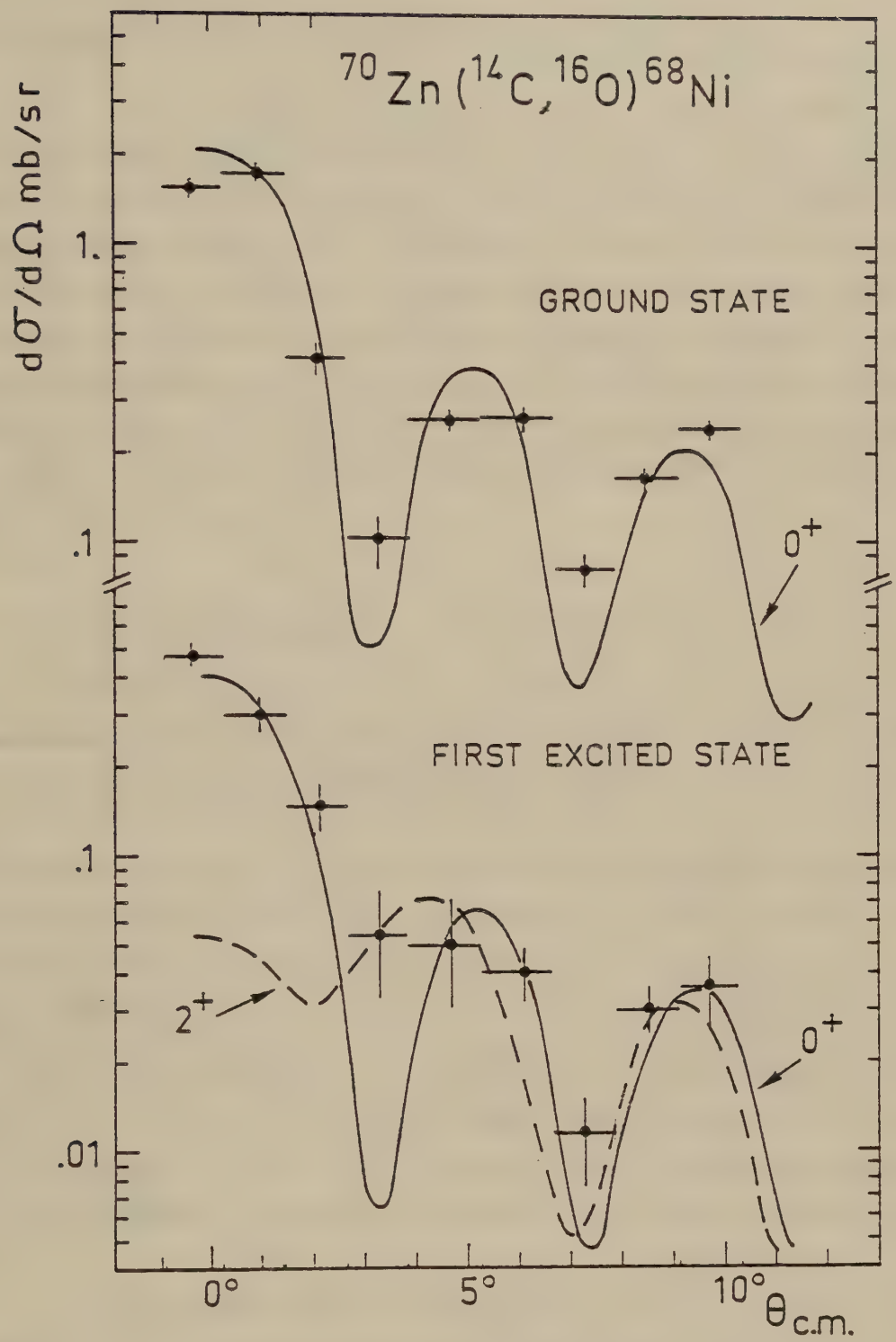


Fig. 30 : Distributions angulaires obtenues par la réaction $^{70}Zn(^{14}C,^{16}O)^{68}Ni$ pour l'état fondamental et le premier niveau excité entre 0 et 10° CM.

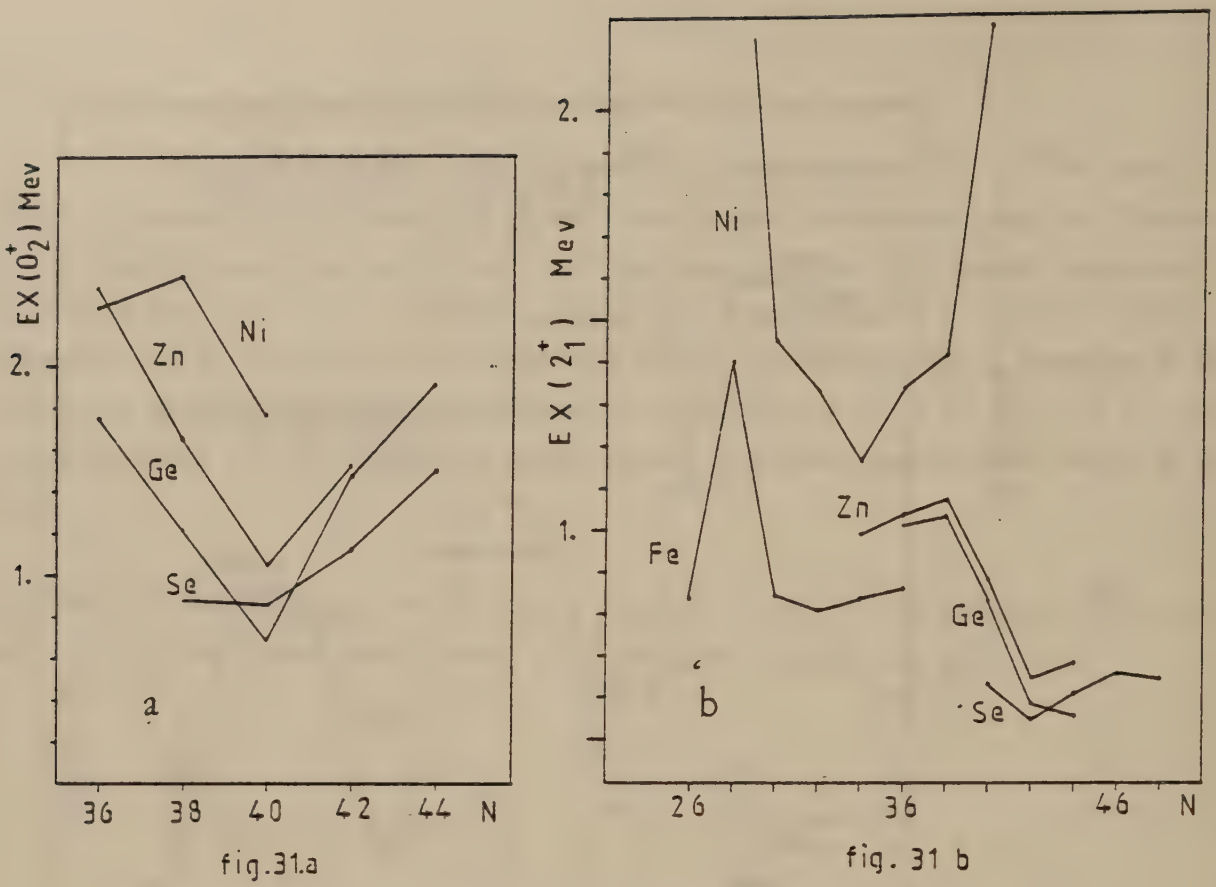


fig.31.a fig. 31 b

Fig. 31 : Evolution des énergies d'excitation du 0_2^+ - a) et 2_1^+ - b) pour les noyaux pairs-pairs de la couche f-p.

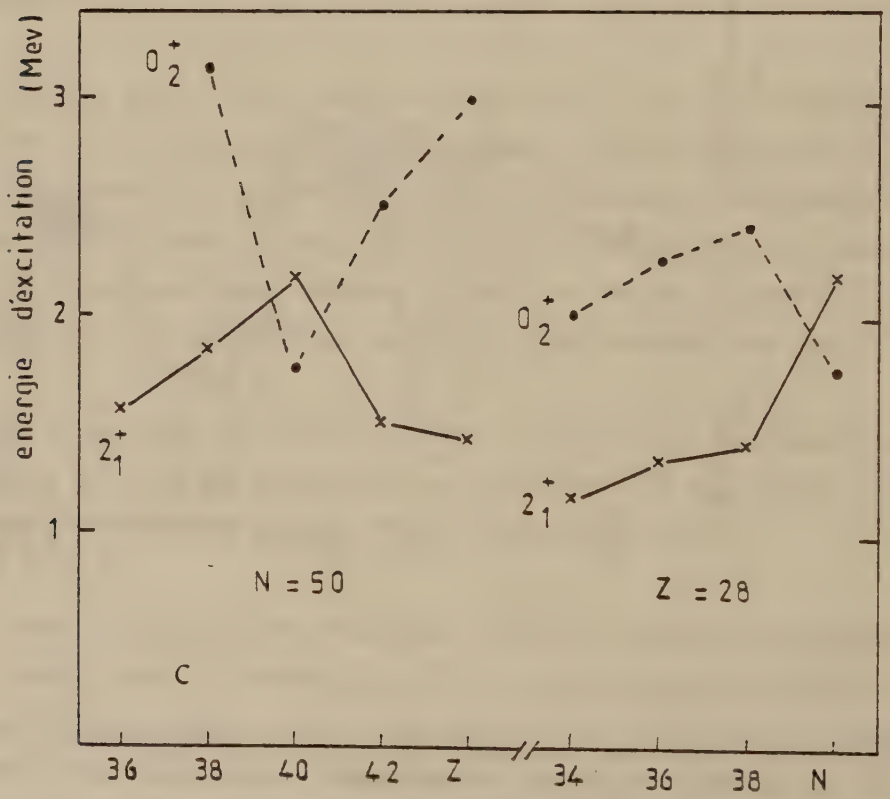


Fig. 31 : c - Energies d'excitation des niveaux 2_1^+ et 0_2^+ pour les isotones du ^{90}Zr et les isotopes du ^{68}Ni. Un comportement semblable est observé à Z = 40 (première série) et à N = 40 (seconde série).

et par le grand espace de phase alloué (pour la même raison).

Des calculs sur la fonction d'onde du noyau de ^{68}Ni ont été faits dans l'approximation HF.B (réf. IV. 10); lorsque l'on porte l'énergie de liaison en fonction de la déformation (β) (figure 25), il apparaît deux minima, un très étroit à $\beta = 0$ confirmant la forme sphérique et un second à $\beta = \cdot 4$. De plus, le calcul de l'énergie potentielle en fonction des deux paramètres de déformation β et γ (calcul triaxial) a confirmé l'existence de ce second minimum (fig. 32) qui peut ainsi être attribué à un état 0^+ isomérique. Dans le ^{72}Ge (réf. IV.11) l'état isomérique 0_2^+ d'une durée de vie de 420 ns, a été mis en évidence expérimentalement, et est également prédit par les calculs H.F.B.

. Spectroscopie

En superposant les distributions angulaires mesurées pour les transitions Ni → Fe et Zn → Ni, avec les courbes calculées par la DWBA, on extrait les facteurs spectroscopiques (figure 33) $(S_1\ S_2)^2 \approx \frac{d\sigma}{d\Omega} / \frac{d\sigma}{d\Omega}_{exp\ calc}$

qui fournissent ainsi l'information relative à la structure des noyaux initiaux et finaux indépendante (en principe) du mécanisme de la réaction (réf. II.7) La méthode conduit à une incertitude de l'ordre de 20 %.
Sur la figure 33, les transitions fond$^{\ell}$ - fond$^{\ell}$ sont représentées par des cercles pleins. Pour les transitions N_i → Fe on observe un accroissement d'un facteur 2.6 du rapport des sections efficaces lorsque le nombre de neutrons passe de 30 à 32, puis une évolution régulière pour N allant de 32 à 36. Dans le cas des transitions Zn → Ni, le rapport est pratiquement constant pour les trois premières transitions, et, chute d'un facteur 2 pour N = 40.

Les cercles vides correspondent aux valeurs obtenues par (^{18}O, ^{20}Ne) (réf. IV. 12) pour lesquelles la rupture de pente apparaît entre N = 34 et N = 36.

Quant aux croix, elles représentent les transitions fond$^{\ell}$ → 2_1^+ ; pour la série Ni → Fe elles suivent l'évolution des transitions ($0^+ \rightarrow 0^+$) alors que pour la série Zn → Ni, les facteurs spectroscopiques croissent avec

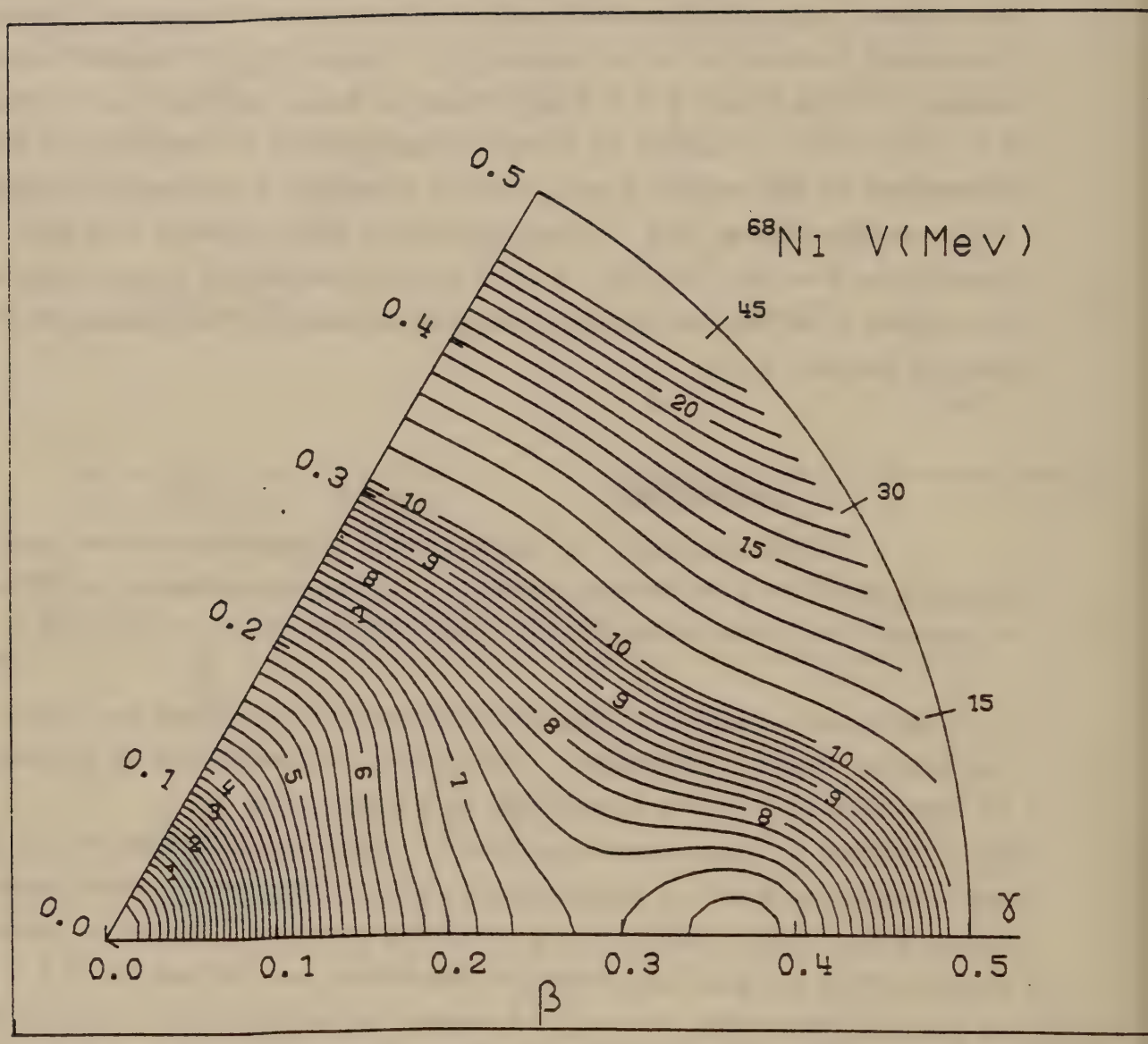


Fig. 32 : Energie potentielle HFB du noyau de 68 Ni en fonction des variables de déformation β et γ.

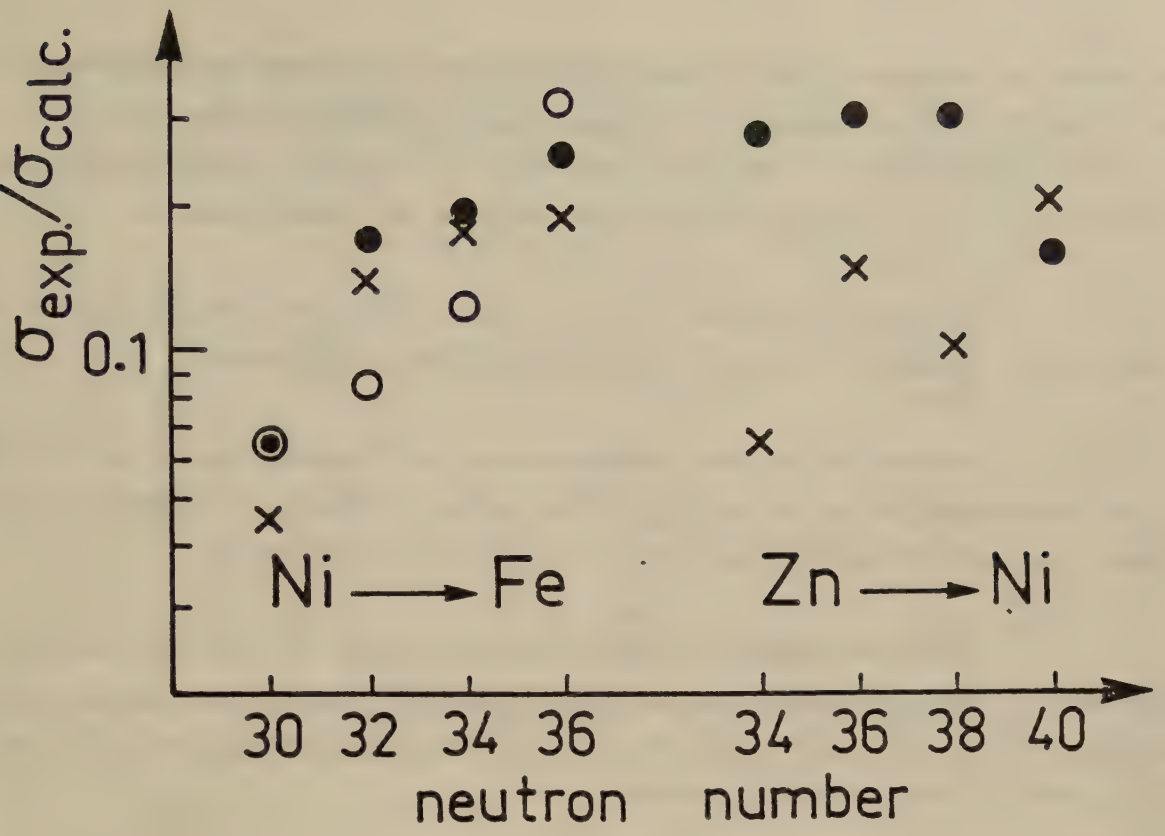


Fig. 33 : Facteurs spectroscopiques en fonction du nombre de neutrons pour les deux séries de transition Ni → Fe et Zn → Ni.

^{58}Ni		^{60}Ni		^{62}Ni		^{64}Ni	
$\Sigma S_>$	ΣS	$\Sigma S_>$	ΣS	$\Sigma S_>$	ΣS	$\Sigma S_>$	ΣS
.25	7.9	.36	10.07	.50	7.22	.51	10.8
3 %		3.5 %		6.4 %		4.5 %	

Tableau IX

Pourcentage d'ouverture de la couche $f_{7/2}$ évaluée à partir des expériences $N_i(t,\alpha)Ca$ analysées dans la réf. IV. 14.

. $\Sigma S_>$ représente la somme des facteurs spectroscopiques correspondant au pick-up dans les sous-couches supérieures à la sous-couche $f_{7/2}$.

. ΣS est la somme des facteurs spectroscopiques associés au pick-up dans la sous-couche $f_{7/2}$ et sur les couches supérieures.

le nombre de neutrons. Nous n'interpréterons pas ce dernier résultat qui peut se rattacher à la transition de forme dans les isotopes du Zinc (fig. 17), mais nous chercherons à comprendre l'évolution des facteurs spectroscopiques des transitions $0^+ \rightarrow 0^+$, en particulier dans le cas des transitions Ni → Fe.

Pourquoi le facteur spectroscopique correspondant au pick up de deux protons change-t-il avec le nombre de paires de neutrons ?

Ou bien les noyaux de Ni ne sont pas vraiment fermés en protons, et le remplissage de la couche $f_{7/2}$ varie selon l'isotope, ou bien la fonction d'onde des isotopes de Fe change avec le nombre de neutrons.

Après des résultats contradictoires (réf. IV. 13) des mesures récentes ont conduit à conclure qu'il n'y a pas de changement de forme dans la série des isotopes du fer (réf. IV. 13). Il est cependant difficile de conclure par rapport à cette seconde hypothèse.

La fonction d'onde des protons dans les isotopes pairs du Ni, a été étudiée expérimentalement a) et théoriquement b) :
a) les réactions du pick up d'un proton (t,α) (réf. IV. 14) sur les isotopes du Ni, permettent d'explorer le remplissage de la couche $f_{7/2}$ en protons. L'ouverture de la couche $f_{7/2}$ est donnée par le rapport de la somme des facteurs spectroscopiques correspondants aux sous-couches supérieures à la couche $f_{7/2}$ ($\Sigma S_>$) sur la somme des facteurs spectroscopiques de la couche $f_{7/2}$ avec les sous-couches supérieures (ΣS). Les résultats pour les quatre isotopes pairs du Ni, sont portés sur le tableau IX , ils sont compatibles avec ceux qui ont été obtenus en (d ^{3}He) (réf. IV. 15) sur les mêmes noyaux, et aux erreurs expérimentales près, ils ne montrent pas d'ouverture de la couche $f_{7/2}$ en protons. Cependant, la méthode d'extraction de ces facteurs reste contestable (réf. IV.16).
b) du point de vue théorique, les calculs en modèle en couches, prennent l'hypothèse d'un remplissage effectif de la couche $f_{7/2}$ en protons pour les isotopes du Ni (réf. IV. 17), et l'on a une évolution régulière du remplissage des couches en neutrons lorsque l'on passe d'un isotope à l'autre (fig. 34). Pour les isotopes pairs du Zinc (réf. IV. 18), fig. 34, un remplissage régulier en neutrons est obtenu alors que l'occupation en protons reste stable.

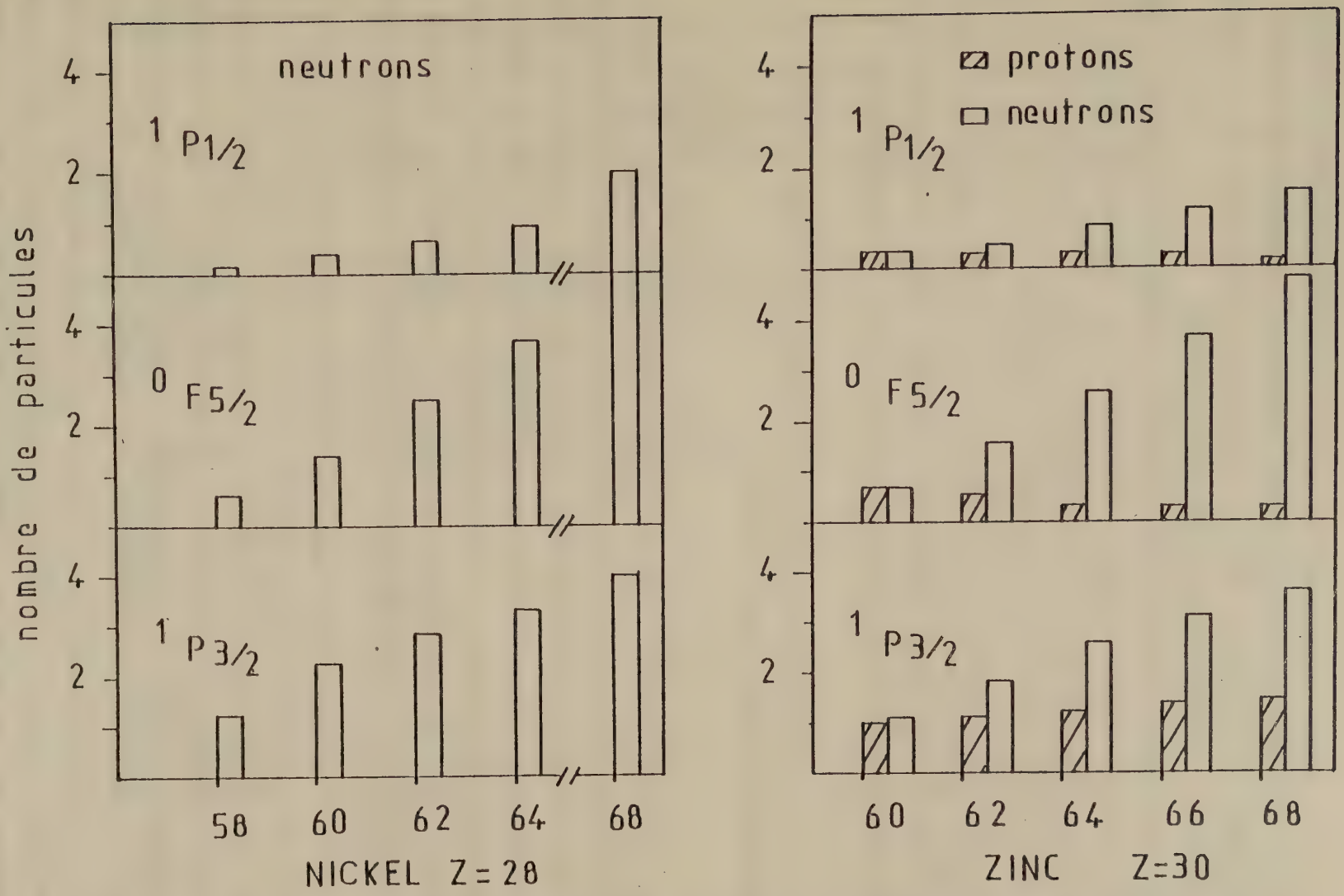


Fig. 34 : Evolution du remplissage des couches en neutrons pour les isotopes pairs du Ni, en protons et neutrons pour les isotopes pairs du zinc, déterminée par un calcul de modèle en couche (réf. IV.17 et 18).

Ainsi, on ne peut comprendre l'évolution observée pour les facteurs spectroscopiques (figure 33), cependant, il existe des calculs reproduisant le spectre du ^{56}Ni et qui montrent l'importance de la configuratio 4 particules - 2 trous dans le ^{58}Ni (réf. IV.19).
Par ailleurs, pour reproduire les densités de charge et de transition dans le ^{58}Ni, mesurées par diffusion d'électrons, avec les calculs Hartree-Fock - Bogoliubov (réf. IV. 20), il faut considérer que le ^{58}Ni est déformé (β = .2, γ = 30°); cette déformation correspond à une diffusivité des orbites en protons et la sous-couche $f_{7/2}$- rencontre la sous-couche $p_{1/2}$-. Ces deux résultats impliquent une certaine ouverture de la couche $f_{7/2}$ en protons. En outre, l'interprétation que nous présentons ci-dessus, basée sur le modèle de particules indépendantes ne prend pas en compte le rôle de l'appariement.

Les réactions de pick up de deux protons sont sensibles aux corrélations de paires dans le noyau.

Nous avons cherché à vérifier la compatibilité des résultats obtenus en (^{14}C, ^{16}O) (réf. IV. 21) et en (^{16}O, ^{14}C) (réf. IV. 22) (figure 35). Comme les facteurs spectroscopiques n'ont pas été extraits systématiquement, nous avons comparé les valeurs des sections efficaces. Mesurée bien au-dessus de la barrière, la section efficace de la réaction (^{14}C, ^{16}O) est intégrée sur la première oscillation de la distribution angulaire ($\theta_{CM} \simeq 8°$), et pour la réaction (^{16}O, ^{14}C) mesurée au voisinage de la barrière, on a considéré la section efficace à l'angle d'effleurement (maximum de la courbe en cloche).

On remarque une certaine cohérence entre les transitions directes et inverses pour les réactions Ni → Fe, Zn → Ni et Ge → Zn; les sections efficaces sont du même ordre de grandeur et font apparaître la même évolution avec le nombre de neutrons. Par contre, les premiers niveaux 2^+ sont relativement plus peuplés par (^{16}O, ^{14}C) ce qui peut s'expliquer; 1) par un décalage de la fenêtre en énergie d'excitation vers les énergies positives, 2) par une sélectivité plus contraignante de la réaction de pick up, en effet, pour ce type de réaction, il est plus difficile, par rapport aux réactions de stripping, de peupler des configurations à deux quasi-particules, car cela implique: soit un état initial comportant des mélanges de configurations (couches ouvertes), soit un processus en deux étapes (faibles pour les réactions étudiées ici).

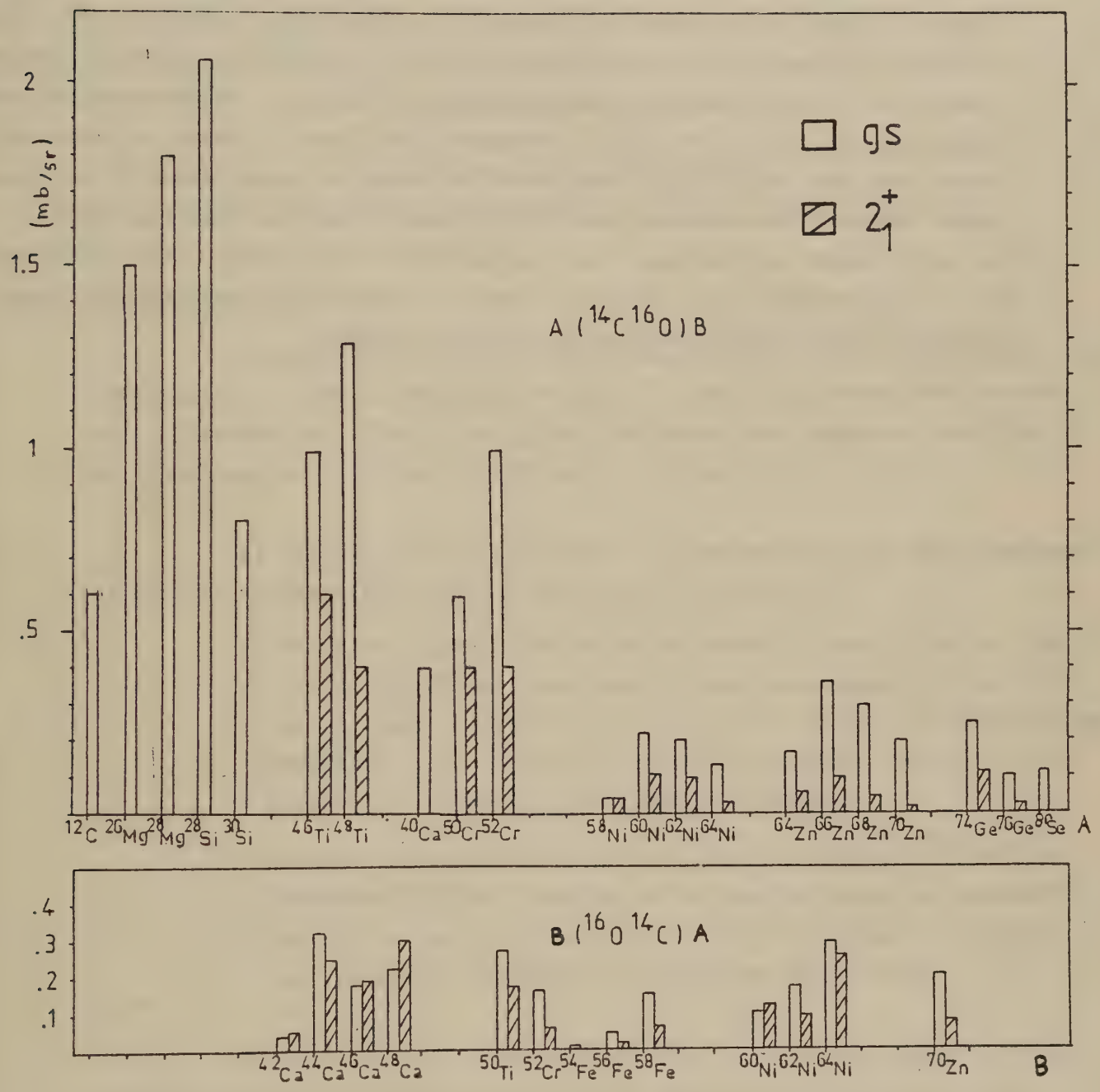


Fig. 35 : Section efficace connues du fondamental et du premier niveau 2^+ pour les réactions (^{14}C, ^{16}O) et (^{16}O, ^{14}C).

Pour les noyaux plus légers (Ti, Cr, Ca) avec les hypothèses ci-dessus, on observe un rapport $\sigma(^{14}C, ^{16}O)/\sigma(^{16}O, ^{14}C)$ de l'ordre de cinq. Les sections efficaces du pick up continuent d'augmenter lorsque A diminue (Si, Mg) excepté pour le ^{12}C. Cette variation de la section efficace en fonction de A a déjà été observée en pick-up d'un alpha (^{3}He, ^{7}Be) (réf. IV, 23); la section efficace varie grossièrement en $1/A^3$ (un ordre de grandeur lorsque A passe de 12 à 26). Nos résultats relatifs aux facteurs spectroscopiques des transitions Ni → Fe et Zn → Ni, ne pouvant s'expliquer à partir du modèle en couche dans son état actuel, nous avons entrepris un calcul détaillé des fonctions d'ondes de ces noyaux, dans l'approximation Hartree-Fock-Bogoliubov, qui tient compte explicitement de l'appariement des nucléons, afin de déterminer le recouvrement de la fonction d'onde du noyau cible avec celle du noyau résiduel. Ceci va être développé au chapitre suivant.

CHAPITRE V

CALCUL DES FACTEURS SPECTROSCOPIQUES DANS L'APPROXIMATION HFB

Introduction

L'étude de la structure du noyau à partir d'un modèle à particules indépendantes, comme le modèle en couche, à connu de nouveaux développements avec l'introduction d'une autre méthode microscopique, également utilisée en physique atomique : la théorie Hartree-Fock (réf. V.1).

La description des propriétés des noyaux dans leur état fondamental est basée essentiellement sur deux types de calculs :

- des calculs ayant pour point de départ la résolution de l'équation de Schrödinger avec une interaction nucleon-nucleon libre, ils ont pour objectif de savoir si parmi toutes les interactions proposées, il en existe une capable de rendre compte des propriétés de saturation de la matière nucléaire.
- calculs du champ moyen avec des interactions nucléon-nucléon phénoménologiques, fonction de la densité (dont les paramètres sont fixés une fois pour toute); l'objectif étant de reproduire les propriétés statiques et dynamiques des noyaux.

Dans ce chapitre, nous présenterons les grandes lignes du formalisme Hartree-Fock-Bogoliubov qui se situe dans le second type de calcul, puis la méthode de calcul des facteurs spectroscopiques et nous analyserons les résultats obtenus pour les deux séries de transitions Ni → Fe et Zn → Ni.

1 - DESCRIPTION DU FORMALISME

1.a - Méthode Hartree-Fock (HF)

Elle repose sur l'hypothèse de particules indépendantes; elle consiste à approcher la fonction d'onde du noyau par un déterminant de Slater. Toutes les corrélations dynamiques sont ainsi négligées dans la fonction d'onde qui ne conserve que les corrélations qu'impose le principe de Pauli (antisymétrie totale).

$$|\psi> = 1/\sqrt{A!}\ \det\{\varphi_\alpha(\vec{r}_i)\} \qquad \alpha = (n,\ell,j,m_\ell)$$

pour obtenir les équations de H.F., on applique le principe variationnel de Ritz qui consiste à minimiser l'énergie totale ($<\psi|H|\psi>$) avec la contrainte $<\psi|\psi> = 1$, l'hamiltonien nucléaire s'écrit en seconde quantification;

$$(1) \qquad H = \sum_{\alpha\gamma} <\alpha|t|\gamma>\ a^+_\alpha\ a_\gamma + 1/4 \sum_{\alpha\beta\gamma\delta} <\alpha\beta|U|\gamma\tilde{\delta}>\ a^+_\alpha\ a^+_\beta\ a_\delta\ a_\gamma$$

- $t = p^2/2m$; opérateur énergie cinétique,
- $<\alpha\beta|U|\gamma\tilde{\delta}>$; élément de matrice antisymétrisé de l'interaction à deux corps,
- les états $\alpha\ \beta\ \gamma\ \delta$ sont les états d'une base orthonormée arbitraire sur laquelle on peut définir les éléments de matrice de l'opérateur densité :

$$(2) \qquad \rho_{\beta\delta} = <\psi|a^+_\beta\ a^+_\delta|\psi>$$

Les fonctions d'onde HF $|\lambda>$ peuvent se développer sur la base des états α, β ...

$$(3) \qquad |\lambda> = \sum_\alpha C^\lambda_\alpha |\alpha>$$

la minimisation de l'énergie $E = <\psi|H|\psi>$, avec la contrainte de normalisation, se ramène à un problème aux valeurs propres d'un opérateur à un corps, qui est appelé l'hamiltonien HF :

$$(4) \qquad h_{HF}(\alpha\beta) = <\alpha|t|\beta> + \sum_{\gamma\delta} <\alpha\gamma|U|\tilde{\beta\delta}>\rho_{\gamma\delta}$$

Les orbitales HF ($|\lambda>$) sont ainsi solution d'un système d'équations :

(5) $$h_{HF} |\lambda> = \varepsilon_\lambda |\lambda>$$

les ε_λ sont introduits comme multiplicateurs de Lagrange pour assurer la normalisation des orbitales; ce sont les énergies des orbitales H.F.

Les équations de HF, obtenues (équation 4) sont non linéaires car : l'hamiltonien de HF dépend des états occupés qui sont à leur tour solutions du problème.

Pour résoudre le problème, on procède donc par itération :

1) On se donne un premier ensemble d'orbites HF ($|\lambda>$) (équation 3) que l'on développe par exemple sur les orbites de l'oscillateur harmonique ($|\alpha>$) : ce qui conduit à un ensemble de C_α^λ .

2) On choisit N de ces orbites (N = dimension de la base) pour construire une mer de Fermi et l'on calcule la densité

$$\rho_{ij} = \sum_{\lambda \varepsilon F} <i|\lambda> <\lambda|j> = \sum_{\lambda \varepsilon F} C_i^\lambda \; C_j^{*\lambda}$$

3) à partir de ρ , on calcule l'hamiltonien HF (equat. 4)

4) on diagonalise h_{HF} en résolvant l'équation (5), on en déduit une nouvelle matrice densité, et l'on est ramené en 2).

On poursuit le calcul jusqu'à minimiser la variation des C_i^λ entre deux calculs concécutifs.

Ainsi s'introduit la "self-consistance" : le champ moyen dans lequel se déplacent les nucléons, résulte de la fonction d'onde des nucléons.

1.b - Traitement des effets d'appariement

Pour tenir compte de l'effet d'appariement des nucléons, il est apparu nécessaire d'inclure certaines corrélations dans la fonction d'onde et ainsi de généraliser la méthode de H.F. des particules indépendantes.

Bogoliubov et Valatin (réf. V.2) ont introduit la notion de quasi particule à l'aide d'une transformation canonique appliquée aux opérateurs de création et d'annihilation des nucléons. La fonction d'onde de HFB qui en résulte est une fonction d'onde de quasi particules indépendantes; dont les opérateurs sont donnés par :

$$(6) \qquad \eta_i = \sum_\alpha U_{i\alpha}\, a_\alpha + V_{i\alpha}\, a_\alpha^+$$

$$\eta_i^+ = \sum_\alpha U_{i\alpha}\, a_\alpha^+ + V_{i\alpha}\, a_\alpha$$

a_α^+ est l'opérateur de création pour un état de la base. L'expression (6) s'écrit sous forme matricielle $\begin{pmatrix}\eta\\ \eta^+\end{pmatrix} = B \begin{pmatrix}a\\ a^+\end{pmatrix}$ (6')

avec $B = \begin{pmatrix}U & V\\ V & U\end{pmatrix}$ matrice de la transformation de Bogoliubov. La fonction d'onde du noyau est : $|\tilde{\sigma}> = \pi_i\, \eta_i |0>$ où $|0>$ est le vrai vide de particules, et l'on a $\eta_\alpha |\tilde{0}> = 0$. L'application du principe variationnel sur $<\tilde{0}|H|\tilde{0}>$ avec la contrainte qu'impose la conservation du nombre de particules λN conduit aux équations de HFB.

On se propose d'exprimer le vide de quasi-particule ($|\tilde{0}>$) en fonction du vrai vide ($|0>$), afin de déterminer les facteurs spectroscopiques. On définit la matrice des contractions :

$$(7) \qquad T = <\tilde{0}\,|\, A\, A^+ |\tilde{0}> \text{ avec } A \begin{pmatrix}a_\alpha\\ \vdots\\ a_\alpha^+\end{pmatrix} \text{ et } A^+ = (\ldots a_\beta^+ \ldots\ a_\beta \ldots)$$

où R est formé de deux types de contractions : $\rho_{\alpha\beta} = <\tilde{0}\,|a_\beta^+\, a_\alpha|\tilde{0}>$ et

$$K_{\alpha\beta} = <\tilde{0}\,|a_\alpha\, a_\beta|\tilde{0}>$$

ρ représente la matrice densité et K le tenseur de pairing.

$R = \begin{pmatrix} \rho & -K \\ K^* & 1-\rho \end{pmatrix}$ est appelée matrice densité généralisée

D'après les expressions 6' et 7 : $B\ R\ B^+ = \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$

ainsi B diagonalise la matrice R et avec $R = B^+ \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} B$

on vérifie $R^2 = R$ qui garantit que $|\tilde{0}>$ est une fonction d'onde de quasi particule indépendantes.

Il s'avère que l'on peut diagonaliser la matrice B à l'aide de trois transformations successives :

- la première ne fait que combiner linéairement les $a(a^+)$ entre eux pour former de nouveaux opérateurs : $b^+_\lambda = \Sigma_\alpha D_{\alpha\lambda}\ a^+_\alpha$: le vide des opérateurs $a(a^+)$ $(10>)$ est ainsi celui des opérateurs $b(b^+)$. On a : $b|0> = 0$

- une seconde qui est la transformation de BCS (bardeen-cooper-Schrieffer) (réf. V.3) qui génère des opérateurs de quasi-particules par combinaison linéaire d'un état de particule b^+ avec un état trou inversé par rapport au temps $b_{\overline{\lambda}}$

$$(8) \qquad \begin{cases} \xi_\lambda = u_\lambda\ b^+_\lambda + v_\lambda\ b_{\overline{\lambda}} & \text{avec (8')}\ u_\lambda^2 + v_\lambda^2 = 1 \\ \xi^+_\lambda = v_\lambda\ b^+_{\overline{\lambda}} + u_\lambda\ b_\lambda \end{cases}$$

- enfin, une troisième transformation qui mélange les ξ (ξ^+) entre eux, conduisant aux opérateurs η (η^+).

Comme la matrice de la transformation de Bogoliubov diagonalise R, elle s'exprime à l'aide de trois transformations :

$$(9) \qquad B = \begin{pmatrix} U & V \\ V & U \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} C & 0 \\ 0 & C^* \end{pmatrix} (BCS) \begin{pmatrix} D & 0 \\ 0 & D^* \end{pmatrix}$$

La transformation de BCS peut s'écrire (voir 8') :

$$\begin{pmatrix} \xi_{\lambda\Omega} \\ \xi_{\lambda\bar{\Omega}} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\ \theta_\lambda^\Omega & \sin\ \theta_\alpha^\Omega \\ \sin\ \theta_\lambda^\Omega & \cos\ \theta_\lambda^\Omega \end{pmatrix} \begin{pmatrix} b_{\lambda\Omega} \\ b^+_{\lambda\bar{\Omega}} \end{pmatrix}$$

avec $\Omega = m_j + m_s$: $m_j(m_s)$ étant les projections du moment angulaire j_z et du spin s, respectivement.

De plus, il existe une transformation s telle que :

$$e^s \begin{pmatrix} b_\lambda \\ b^+_\lambda \end{pmatrix} e^{-s} = \begin{pmatrix} \xi_\lambda \\ \xi^+_\lambda \end{pmatrix}$$

elle s'exprime sous la forme (réf. V.4) :

$$S = 1/2 \sum_{\substack{k \\ \Omega}} \theta_k^\Omega \left(b^+_{k\Omega}\, b^+_{k\bar{\Omega}} + b_{k\Omega}\, b_{k\bar{\Omega}} \right)$$

ainsi, ayant $b|0> = 0$, $e^s\, b\, e^{-s}\, e^s\, |0> = 0$, on a : $\xi\, e^s\, |0> = 0$.

On en déduit que $e^s|0>$ est le vide des opérateurs $\xi(\xi^+)$. Par conséquent, c'est également celui des opérateurs $\eta(\eta^+)$ de la transformation de Bogoliubov et l'on obtient

(10) $\quad |\tilde{0}> = e^s\, |0> \quad |\tilde{0}>$ vide de quasi-particules

2 - CALCUL DES FACTEURS SPECTROSCOPIQUES

On se propose maintenant de déterminer les facteurs spectroscopiques (F) qui représentent le recouvrement de la fonction d'onde du noyau initial avec celle du noyau final, dans le cas d'un pick-up de deux protons.

Dans le cadre du modèle en couche avec l'approximation d'un cluster : $F = <\varphi_B \otimes \varphi_x | \varphi_A>$

$\varphi_A(\varphi_B)$ étant les fonctions d'onde des noyaux initial (final) et φ_x la fonction d'onde du cluster transféré au cours de la réaction.

Dans l'approximation HFB où les deux protons sont supposés appartenir à la même couche k $F = \langle \tilde{B} | \xi_{k\Omega} \; \xi_{k\bar{\Omega}} | \tilde{A} \rangle$

$\xi_{k\Omega}$ $(\xi_{k\bar{\Omega}})$ sont les états de quasi-particules dans le système du noyau B.

Prenons pour fixer les idées la réaction $^{70}Zn(^{14}C, ^{16}O)\ ^{68}Ni$.

(11) $F = \langle \tilde{^{68}Ni} | \xi_{k\Omega} \; \xi_{k\bar{\Omega}} | \tilde{^{70}Zn} \rangle$

Les opérateurs de quasi particules associées au ^{68}Ni et au ^{70}Zn sont : (voir équation 6')

(12) $\begin{pmatrix} \xi \\ \xi^+ \end{pmatrix} = B_1 \begin{pmatrix} a \\ a^+ \end{pmatrix}$ B_1 et B_2 sont des transformations de Bogoliubov et :

et $\begin{pmatrix} \eta \\ \eta^+ \end{pmatrix} = B_2 \begin{pmatrix} a \\ a^+ \end{pmatrix}$ $\xi \, | \, \tilde{68} \rangle = \eta | \tilde{70} \rangle = 0$

On suppose que les noyaux possèdent la même déformation et l'on va expliciter le vide du ^{70}Zn à partir de celui du ^{68}Ni, c'est-à-dire déterminer la transformation S telle que :

(13) $| \tilde{70} \rangle = e^S | \tilde{68} \rangle$

D'après les expressions (12) on obtient :

$\begin{pmatrix} \eta \\ \eta^+ \end{pmatrix} = B_2 \begin{pmatrix} a \\ a^+ \end{pmatrix} = B_2 \tilde{B}_1 \begin{pmatrix} \xi \\ \xi^+ \end{pmatrix}$ où $\tilde{B}_1$ est la transposée de B_1

soit (14) $\begin{pmatrix} \eta \\ \eta^+ \end{pmatrix} = B_3 \begin{pmatrix} \xi \\ \xi^+ \end{pmatrix}$ car le produit de deux transformations de Bogoliubov est une transformation de Bogoliubov. Elle peut se décomposer en trois transformations et comme au paragraphe précédent on en déduit s;

$$S = 1/2 \sum_{k\Omega} \theta_k^r \, (b^+_{k\Omega} \, b^+_{k\bar{\Omega}} + b_{k\Omega} \, b_{k\bar{\Omega}}) \quad \text{avec} \quad b_k = \sum_\alpha D_{k\alpha} \, \xi_\alpha$$

On peut montrer (ref. V.4) $e^S = \mathcal{N} e^{S'}$ où $\mathcal{N} = \langle \tilde{68} | \tilde{70} \rangle$ est la norme

$$\text{et } S' = \sum_{k\Omega} tg\theta_k^\Omega \; b^+_{k\Omega} \, b^+_{k\bar{\Omega}}$$

Ainsi (15) $|\tilde{70}\rangle = \mathcal{N} e^{S'} |\tilde{68}\rangle$ où apparaît l'avantage de ce formalisme; on peut en effet développer l'état fondamental d'un noyau A sur la base des états d'un noyau voisin, sans avoir à considérer le vrai vide ($|0\rangle$) et les N_A opérateurs de création (N_A étant nombre de nucléons du noyau A).

A partir de l'expression (15) on montre (réf. V.4) que le facteur spectroscopique s'exprime :

$$F = \langle \tilde{68} | \xi_{k\Omega} \, \xi_{k\bar{\Omega}} | \tilde{70} \rangle = \mathcal{N} \{ \sum_m D^\Omega_{km} \, D^{\bar{\Omega}}_{km} \, tg \, \theta^\Omega_m \}$$

k représente la couche sur laquelle sont pickés les deux protons. $\Omega = m+m_s$ vaut $\pm 1/2, \pm 3/2$ suivant que $\ell = 0,1,\ldots$

Les vecteurs D_{mk} sont obtenus lors de la diagonalisation de la matrice $\tilde{V}_3 \, V_3$ qui résulte de la transformation (14) et tg θ^Ω_m se relie aux valeurs propres ρ_m par : $tg\,\theta = (\frac{\rho}{1-\rho})^{1/2}$,

la norme $\mathcal{N}$ est égale à $\prod_{i\Omega} \cos \theta_i^\Omega$

3 - PROCESSUS DE CALCUL DES FACTEURS SPECTROSCOPIQUES

Pour déterminer ces facteurs spectroscopiques, on a suivi la procédure suivante :

Pour deux noyaux :

1) on optimise les paramètres de la base de l'oscillateur harmonique $\hbar\omega_\perp$, $\hbar\omega z$ (pour un calcul en symétrie axial) et N taille de la base.

2) par un calcul itératif, HFB, on obtient l'état fondamental des noyaux, c'est-à-dire les matrices B_1 et B_2.

3) à partir de ces transformations, on calcule les facteurs spectroscopiques.

Certains noyaux étudiés étant mous, nous avons aussi exploré des états de ces noyaux au voisinage de leur déformation statique à l'aide d'une contrainte sur la déformation.

4 - RESULTATS ET ANALYSE

Dans un premier temps, nous avons effectué le calcul des recouvrements des fonctions d'ondes de protons en considérant que les noyaux possèdaient la symétrie sphérique ($\beta = 0$, $\gamma = 0$).

Pour les transitions Ni → Fe, nous avons obtenu (fig. 36.a) : pour chaque transition, des facteurs spectroscopiques dégénérés correspondants à la sous-couche $1f_{7/2}$ ($7/2^-$, $5/2^-$, $3/2^-$, $1/2^-$), les autres étant négligeables. L'évolution avec le nombre de neutrons est pratiquement constante, ce qui est en accord avec le modèle en couche, mais ne peut rendre compte du comportement observé expérimentalement.

Pour les transitions Zn → Ni, on obtient des facteurs spectroscopiques dégénérés (4, 2, 3, 1 fois) correspondants aux sous couches $1f_{7/2}$, $2p_{3/2}$, $1f_{5/2}$ et $2p_{1/2}$ respectivement, dont l'évolution en fonction du nombre de neutron est montrée sur la fig. 36.C. On remarque ainsi une diffusivité relati-

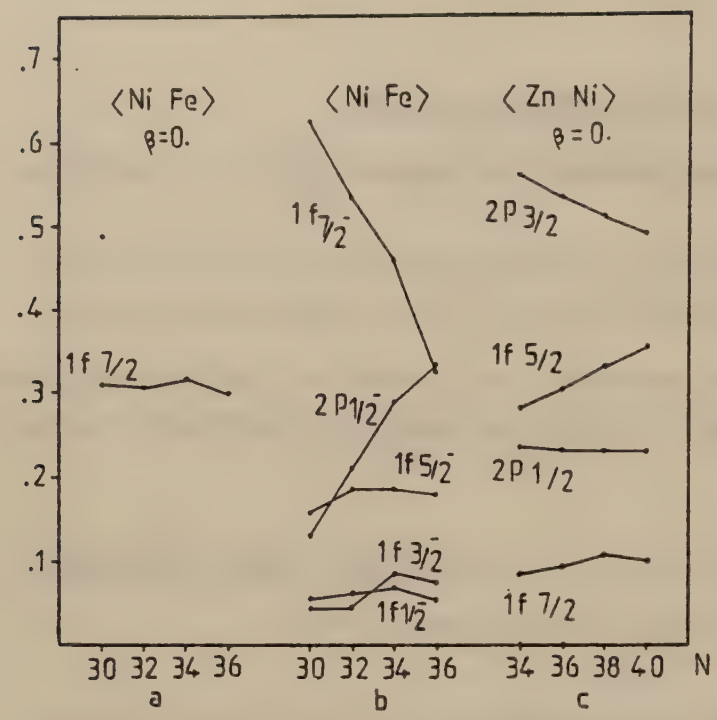


Fig. 36 : Evolution des facteurs spectroscopiqu
a) transitions Ni → Fe (β = 0)
b) transitions Ni → Fe (symétrie axia
β ≠ 0, γ = 0)
c) transitions Zn → Ni (β = 0)

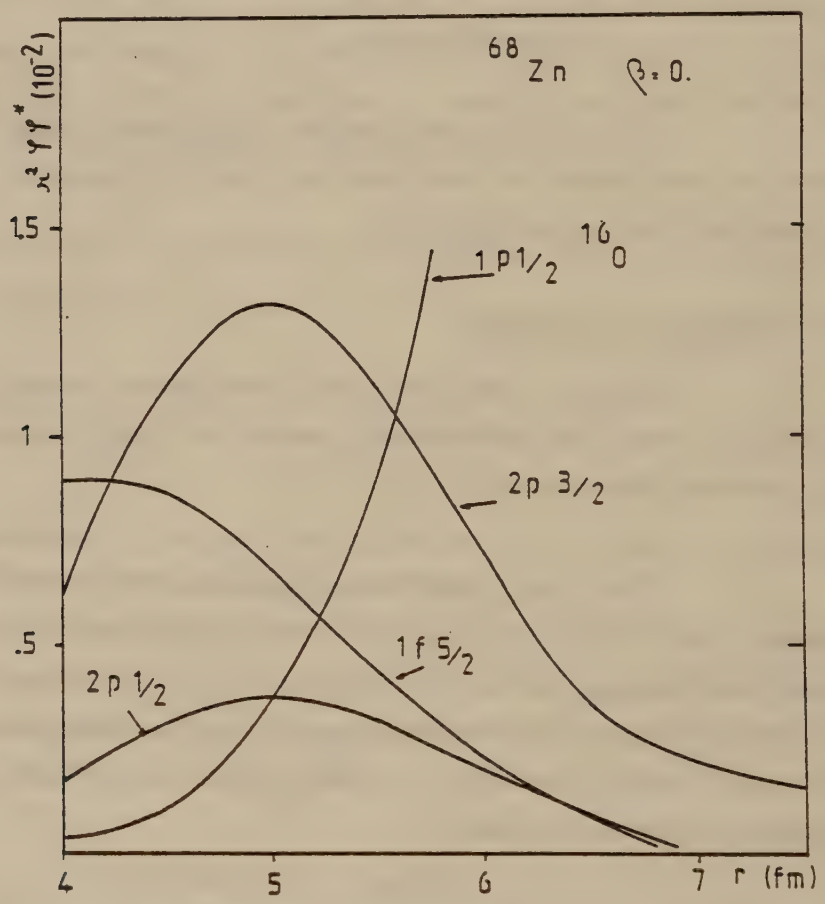


Fig. 37 : Densité de probabilité des fonctions d'onde en fonction du rayon, pour le ^{68}Zn et l'^{16}O distants de 10.2 fm (distance minimale d'approche).

vement importante pour les sous-couches en protons, ce qui amène à considérer dans le calcul de l'amplitude de transition, plusieurs configurations.

En outre, la sous-couche $1f_{7/2}$ peut "participer" au transfert et l'influence du nombre de neutrons sur les sous couches $2p_{3/2}$ et $1f_{5/2}$ est importante. Comme le transfert se produit au voisinage de la surface des noyaux, ce sont les queues des fonctions d'ondes qui contribuent. Il est donc extrêmement important de regarder le comportement des fonctions d'ondes du noyau cible et de l'éjectile dans la zone de transfert (distance minimale d'approche). Sur la figure 37, nous avons reporté les densités de probabilités des différentes fonctions d'onde qui interviennent dans les facteurs spectroscopiques, en fonction du rayon pour les noyaux de ^{68}Zn et d'^{16}O, les centres des noyaux étant placés à la distance minimale d'approche (10.2 fm). On remarque que le recouvrement de la sous-couche $1p_{1/2}$ de $1'^{16}O$ avec la sous couche $2p_{3/2}$ du ^{68}Zn est prédominant. Ainsi, dans l'expression de l'amplitude de transition, le terme le plus important correspond au facteur spectroscopique associé à la sous-couche $2p_{3/2}$ pondéré par le recouvrement $r^4|\varphi_{p1/2}|^2|\varphi_{2p3/2}|^2$. Donc, en première approximation, l'évolution du rapport des sections efficaces pour les transitions Zn → Ni, est donné par le comportement des facteurs spectroscopiques associés à la sous-couche $2p_{3/2}$. Ceci se rapproche de l'évolution globale observée expérimentalement (fig. 33), sans toutefois reproduire le facteur deux entre les deux dernières transitions. Nous allons maintenant nous intéresser aux transitions Ni → Fe, pour lesquelles le rapport des sections efficaces, expérimentales sur calculées, présente une nette augmentation par rapport aux transitions Zn → Ni, lorsque le nombre de neutrons passe de 30. à 36.

En considérant la courbe d'énergie de liaison en fonction du paramètre de déformation (β), (fig. 25), il est clair que les noyaux de Fer ne sont pas sphériques et qu'il est nécessaire de tenir compte de la déformation de l'état fondamental. Pour les isotopes du nickel, nous avons pris pour paramètres de déformation ceux déduits des moments quadrupolaires expérimentaux.

Dans tout ce qui suit, les noyaux seront considérés à symétrie axiale ($\gamma = 0$). Les facteurs spectroscopiques pour les transitions Ni → Fe sont reportés dans le tableau X et leur comportement en fonction du nombre de neutrons, indiqué sur la figure 36.b. On observe que la dégénérescence de la

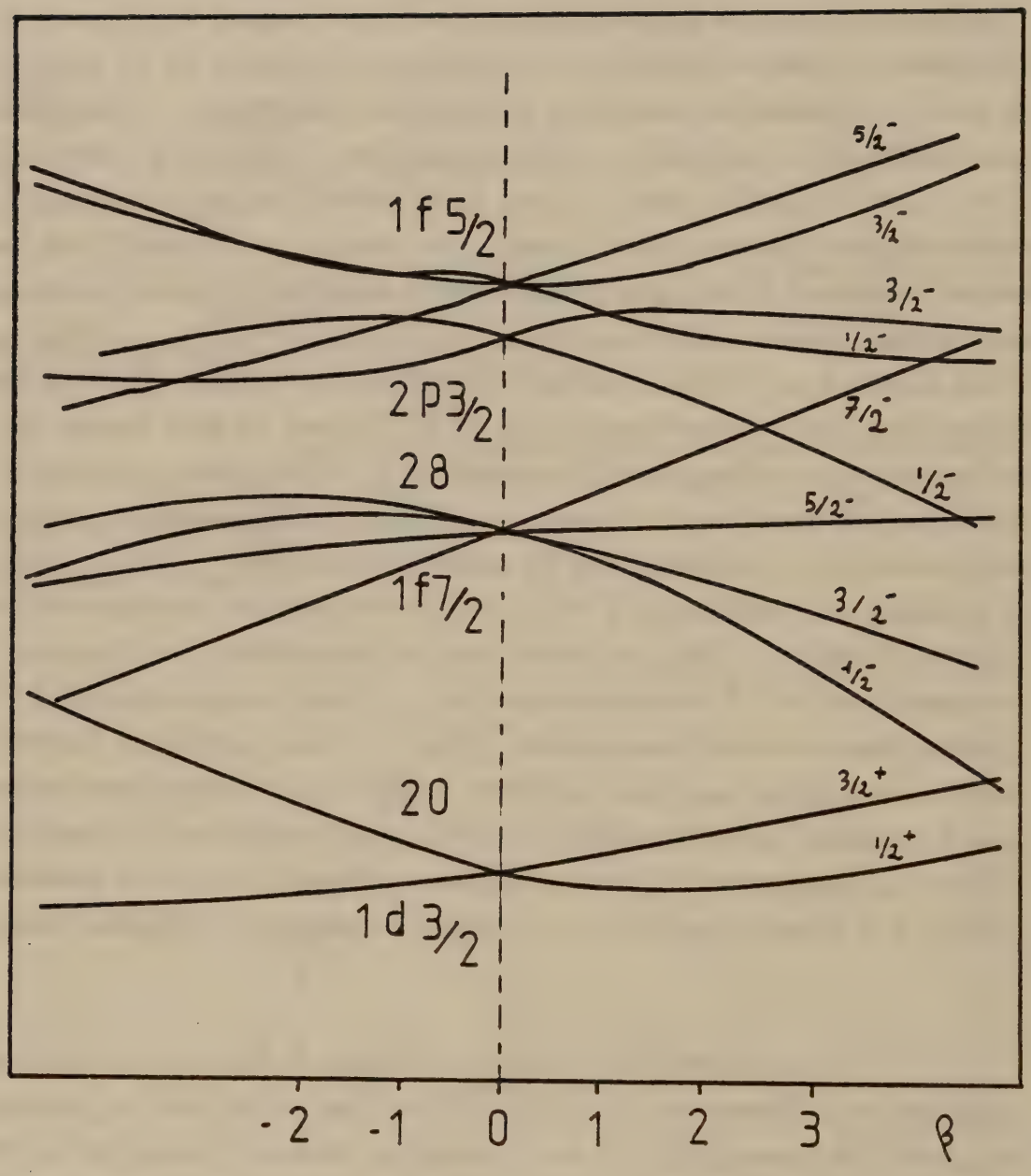


Fig. 38 : Evolution des orbites en fonction du paramètre de déformation β pour les nickel.

couche $1f_{7/2}$ est levée et surtout une évolution importante suivant l'isotope pour les sous-couches $1f_{7/2}(7/2^-)$ et $2p_{3/2}(1/2^-)$. Une contribution non négligeable est apportée par la sous couche $1f_{7/2}(5/2^-)$ mais le facteur spectroscopique associé varie lentement avec le nombre de neutrons.

Noyaux	^{58}Ni - ^{56}Fe	^{60}Ni - ^{58}Fe	^{62}Ni - ^{60}Fe	^{64}Ni - ^{62}Fe
β	.19 .27	.22 .29	.21 .25	.18 .15
Couche				
$1f_{7/2}$	$7/2^-$ .624	.532	.446	.327
	$5/2^-$ .159	.187	.160	.181
	$3/2^-$ .057	.063	.071	.059
	$1/2^-$ .047	.048	.085	.072
$2p_{3/2}$	$1/2^-$ .132	.212	.290	.334

Tableau X : Facteurs spectroscopiques pour les transitions Ni → Fe.

On remarque également que les facteurs spectroscopiques associés à la sous-couche $2p_{3/2}(1/2^-)$ possèdent un comportement semblable à celui observé expérimentalement, contrairement à ceux associés à la sous-couche $1f_{7/2}(7/2^-)$. L'importance de la contribution de la sous-couche $2p_{3/2}(1/2^-)$ peut s'expliquer par le croisement de niveaux entre les sous-couches ($f_{7/2}$-) et $2p_{3/2}(1/2^-)$ situé aux environs de β = .2 (fig. 38) valeur qui correspond aux déformations utilisées pour le calcul des recouvrements. Comme précédemment, pour les transitions Zn → Ni nous avons considéré les densités de probabilités des noyaux cibles (Ni) et éjectile (^{16}O) (distance minimale d'approche 10 fm) . Sur la figure 39, on a porté les densités de probabilités pour les noyaux de $^{58\to64}Ni$ et d'^{16}O en fonction du rayon, au voisinage de la zone de "contact". On constate que plusieurs fonctions d'ondes apportent des contributions équivalentes au transfert, en particulier les sous-couches $1f_{7/2}(3/2^-)$, $1f_{7/2}(5/2^-)$, $1f_{7/2}(7/2^-)$ et $2p_{3/2}(11/2^-)$. Il faut donc prendre en compte ces quatre niveaux pour le calcul de l'amplitude de transition créant d'éventuels effets d'interférence.

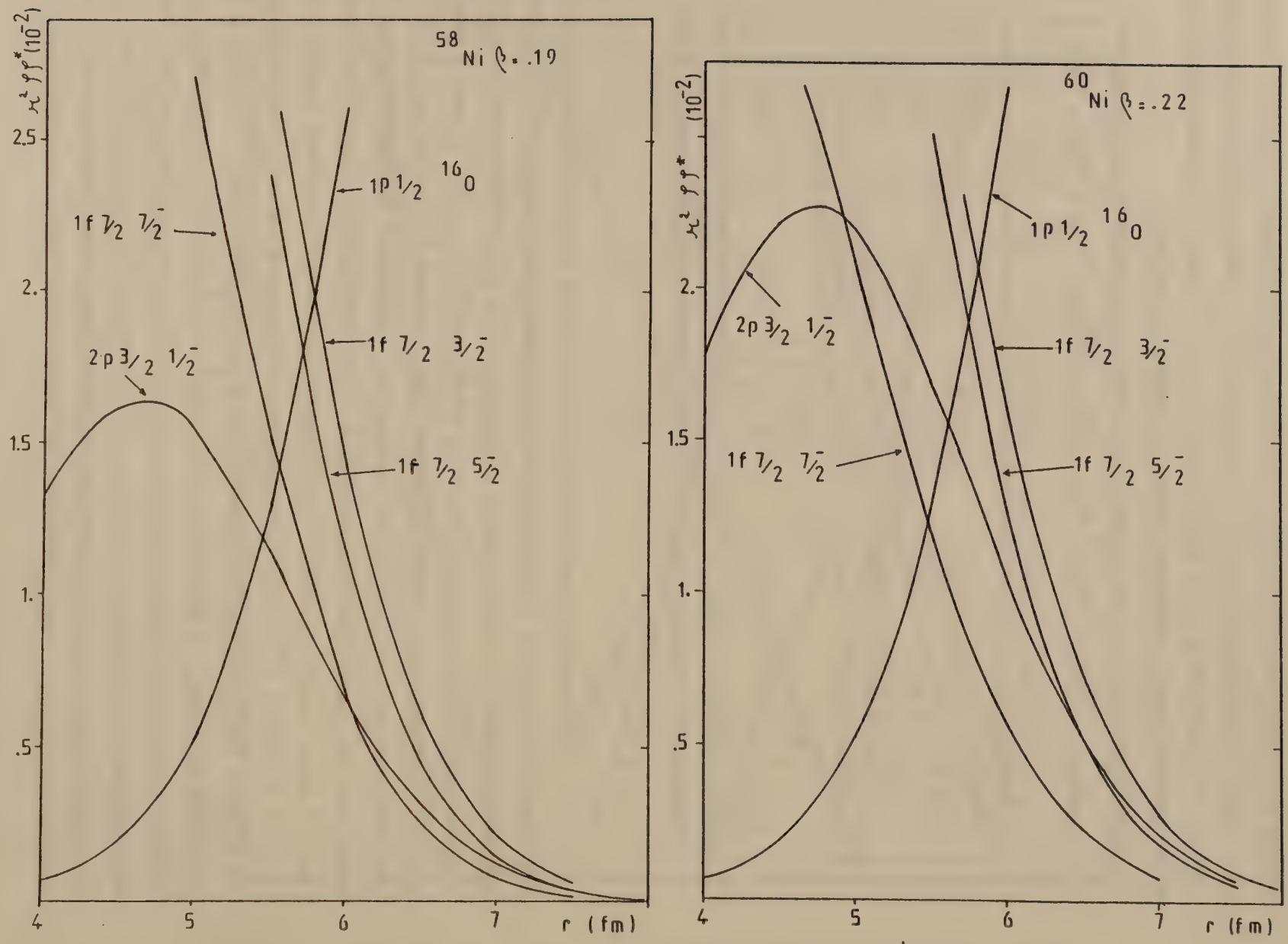


Fig. 39 : a) Densité de probabilité des fonctions d'onde en fonction du rayon pour les $^{58-60}$Ni et l'^{16}O.

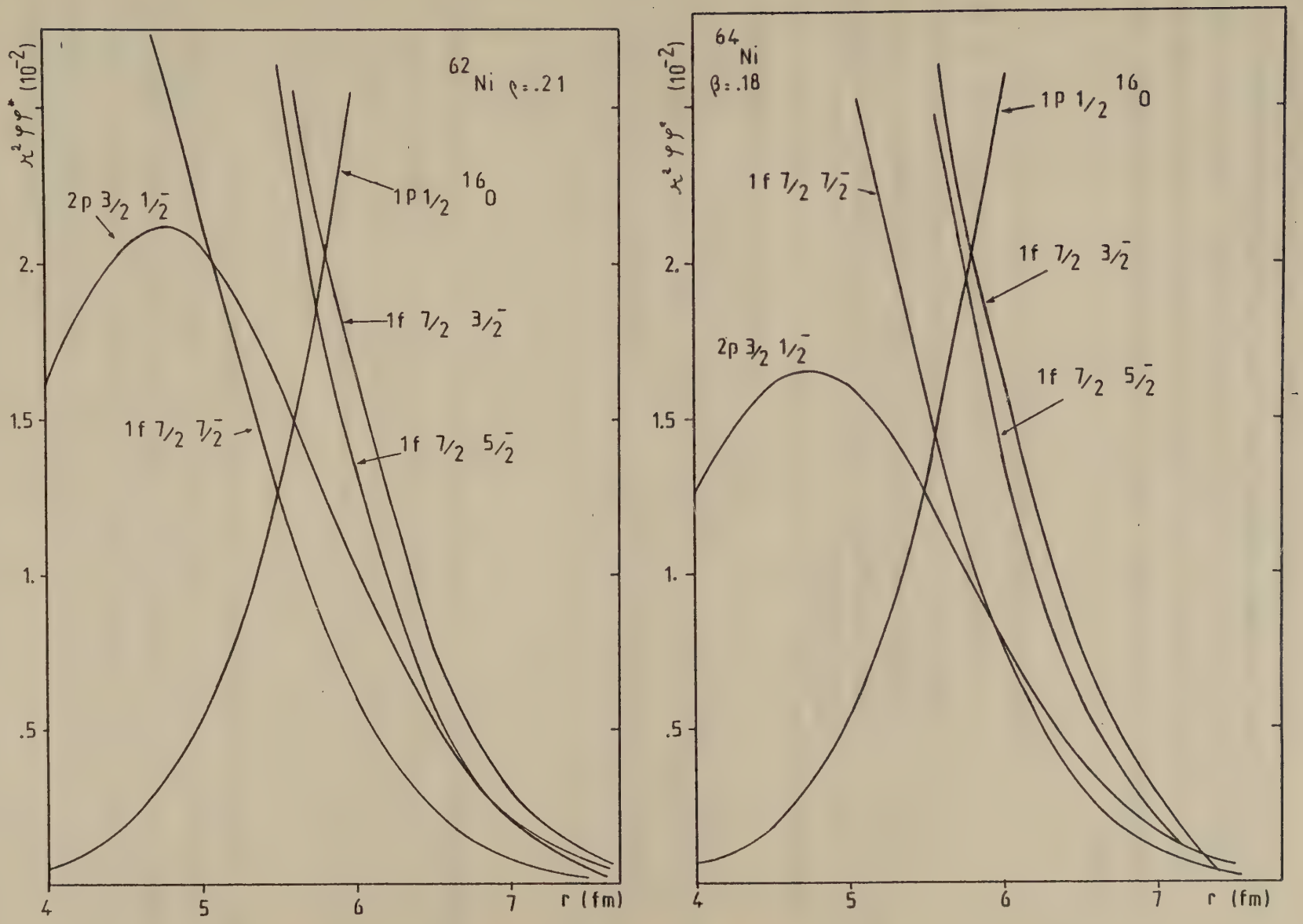


Fig. 39 : b) Densité de probabilité des fonctions d'onde des $^{62-64}$Ni et de l'^{16}O en fonction du rayon.

Il est intéressant de constater l'importance inattendue du niveau $2p_{3/2}(1/2^-)$ pour les deux séries, ceci étant un effet de diffusivité dû à l'appariement non nul, même pour les protons. De plus, l'évolution des facteurs spectroscopiques associées à ce niveau se compare assez bien aux résultats expérimentaux, contrairement à tous les autres niveaux qui peuvent jouer un rôle.

De cette analyse peut être tirée la conclusion suivante :

- le recouvrement des fonctions d'onde du noyau cible et de l'éjectile, joue un rôle extrêmement important, associé aux facteurs spectroscopiques il peut être déterminant dans l'importance accordée aux différents termes du calcul de l'amplitude de transition.

Enfin, dans cette analyse, nous n'avons pas tenu compte de l'interaction responsable du transfert qui peut priviliégier une ou plusieurs sous-couche, d'autre part, un calcul triaxial serait nécessaire, ce dernier apportant de grandes modifications au comportement des fonctions d'onde.

CONCLUSION

Avec le faisceau de ^{14}C accéléré à 72 MeV par le Tandem de l'IPN, nous avons procédé à des mesures de masses de noyaux exotiques riches en neutrons et de quelques uns de leurs niveaux excités. En effet, le ^{14}C, projectile léger (T = 1), capture une paire de protons dans des conditions cinématiques très favorables :

1) sur les noyaux cibles de : ^{64}Ni, ^{70}Zn, ^{76}Ge, ^{82}Se, la réaction (^{14}C, ^{16}O) nous a permis de mesurer pour la première fois les spectres des noyaux riches en neutrons comme le ^{62}Fe, ^{68}Ni, ^{74}Zn, ^{80}Ge. Les niveaux fondamentaux ont une section efficace de l'ordre de 200 µbarn/sr et sont observés sans ambiguité.

2) sur les cibles de ^{64}Ni, ^{70}Zn et ^{76}Ge la réaction (^{14}C, ^{15}O), transfert complexe nous a conduit à la première observation directe des noyaux de ^{63}Fe, ^{69}Ni et ^{75}Zn; les sections efficaces sont beaucoup plus faibles (qq µbarn/sr) et les contaminants isotopiques dans les cibles introduisent un bruit de fond relativement important.

Nous avons développé et mis au point un dispositif pour la mesure des distributions angulaires jusqu'à zéro degré avec une bonne précision (.3°); nous avons ainsi distingué sans ambiguité un spin final 0^+ d'un spin final 2^+ et mis en évidence l'inversion $0_2^+ - 2_1^+$ dans le noyau de ^{68}Ni : septième noyau de la table présentant cette inversion. Ceci confirme le caractère magique du noyau de ^{68}Ni.

L'étude systématique de la réaction (^{14}C, ^{16}O) sur les isotopes pairs du nickel (A = 58 à 64) et du zinc (A = 64 à 70) fait apparaître :

1) une augmentation significative ($\sim$ 4) des facteurs spectroscopiques pour les transitions Ni → Fe lorsque le nombre de neutrons passe de 30 à 36,

2) un comportement plus stable des facteurs spectroscopiques des transitions Zn → Ni, avec toutefois une décroissance d'un facteur deux pour la transition la plus exotique (^{70}Zn → ^{68}Ni).

Ceci met en évidence l'influence du nombre de neutrons sur le facteur spectroscopique lié au pick up de deux protons pour ces deux séries de transitions à Z constant.

Une analyse dans le cadre du modèle en couches qui fait l'hypothèse d'une couche $f_{7/2}$ complète en protons, ne peut rendre compte de ce comportement, nous avons donc entrepris le calcul du recouvrement des fonctions d'onde du noyau final et initial, dans l'approximation Hartree-Fock-Bogoliubov. Dans une première étape, considérant les noyaux comme sphériques, nous avons obtenu pour les transitions Ni → Fe, des facteurs spectroscopiques constants en accord avec le modèle en couche. Pour les transitions Zn → Ni, on observe une évolution des facteurs spectroscopiques associés aux sous-couches $2p_{3/2}$ et $1f_{5/2}$ qui traduit l'influence des neutrons sur la configuration en protons. La prise en compte des déformations pour les noyaux de Ni et de Fe révèle une évolution importante des facteurs spectroscopiques associés aux sous-couches $f_{7/2}(7/2^-)$ et $2p_{3/2}(1/2^-)$ lorsque le nombre de neutrons varie. De ces calculs, il ressort que plusieurs sous-couches peuvent contribuer au transfert, et que le recouvrement de leur fonction d'onde avec la sous-couche $p_{1/2}$ de l'^{16}O ne permet pas de sélectionner une configuration particulière. Un calcul plus élaboré prenant en considération la déformation dynamique et l'interaction responsable du transfert, fournira une description plus exacte de ces facteurs spectroscopiques.

Associé aux qualités optiques du faisceau, le dispositif de mesure autour de zéro degré offre un outil de choix pour tester la validité des calculs de section efficace pour les différentes classes de réaction de transfert et plus généralement pour d'autres types de réaction comme la fusion. Du point de vue spectroscopique les avantages qu'aporte le faisceau de ^{14}C, doivent permettre d'explorer d'autres régions de noyaux exotiques par réaction de pick-up de protons, et associé aux calculs H.F.B. ceci fournira une analyse complète et systématique des facteurs spectroscopiques dans diverses régions de la carte, et peut être mettre en évidence d'autres effets de structure nucléaire.

REFERENCES

Introduction

1. L.W. ALVAREZ, Phys. Rev., 58 (1940) 192.
2. J.F. MILLER et al., Phys. Rev. 80, (1950) 486.
3. M.W. SACHS, N.I.M. 41 (1966) 213.
4. M. BERNAS, Bormio XVIII International Winter Meeting 1980, 187.
5. M. GIROD, et B. GRAMMATICOS, VI Session d'études Biennale de Physique Nucléaire, Aussois, Février 1981.

Chapitre I

1. H.J. MAIER and W. KUTSCHERA, N.I.M. 67 (1979) 91.
2. P. ROUSSEL and E. KASHY, N.I.M. 180 (1981) 335.
3. F. NAULIN, Thèse 3e cycle, Orsay, Université Paris XI, (1975).
4. B. SAGHAI and P. ROUSSEL, N.I.M. 141 (1977) 93.
5. P. ROUSSEL et al., N.I.M.153 (1978) 111.
6. F. DIAF, Thèse 3e cycle, Orsay, Université Paris XI, 1978.
7. F. NAULIN et al., N.I.M. 180 (1981) 647.

Chapitre II

1. M.C. LEMAIRE, Thèse d'Etat, Université Paris VII, 1973.
2. G. HEYMANN et al., Nucl. Phys. A193 (1972) 357.
3. W.F. STEELE et al., Nucl. Phys. A266 (76) 424.
   R.F. CASTEN et al., Phys. Rev. C4 (71) 130.
4. T.S. BATHIA et al., Z. Phys. A281 (1977) 65.
5. H.P. ROTHER et al., Nucl. Phys. A269 (76) 511.
6. Table des isotopes (7^{th} edition), C.M. LEDERER et V.S. SHIRLEY eds N.Y. (1978).
7. M. BERNAS et al., Phys. Rev. C24 (1981) 756.

8. J.C. PENG et al., Phys. Rev. Letters 43-675 (1979).

9. G. AUDI et al., Nucl. Phys. A237 (1975) 300.

10. J.C. PENG et al., Phys. Rev. Letters 45 1765 (1980).

Chapitre III

1. M.P. ROTHER et al., Nucl. Phys. A269 (1976) 511.

2. G.T. HICKEY et al., J. Phys. G2 (1976) 143.

3. T.S. BATHIA et al., J. Phys. A281 (1977) 65.

4. B.R. ERDAL et al., Nucl. Phys. A194 (1972) 449.

5. P. DEL MARMOL et al., Nucl. Phys. A194 (1972) 140.

6. M. BERNAS et al., 4th International Conference on nuclei far from stability, Helsingor 1981, eds CERN, 397.

7. G.T. GARVEY and I. KELSON, Phys. Rev. Letters 16 (1966) 197.

8. S. LIRAN and N. ZELDES A.D.N.D.T. 17 (1976) 431.

9. C.F. WEIZSACKER, An. of Phys. 96 431 (1935).

10. H.A. BETHE and R.F. BACHER, Rev. Mod. Phys. 8 (1936) 82.

11. W.D. MYERS and W.J. SWIATECKI, Nucl. Phys. 81 (1966) 1.

12. W.D. MYERS, Droplet Model of atomic Nuclei Plenum (1977) IFI.

13. S.G. NILSON, Mat. Fys. Medd. Dan. Selsk 29 (1955) n° 16

14. M. BEINER et al., A.D.N.D.T. 17 (1976) 450.

Chapitre IV.

1. D.M. BRINK, Phys. Letters 40B (1972) 37.

2. F. POUGHEON and P. ROUSSEL, Phys. Rev. Letters 24 (1973) 1223.

3. A. GREINER, Thèse 3e cycle Paris VII, 25 juin 1976.

4. N. AUSTERN, Direct Nuclear Reactions Theories, (Wiley and Sons), chapitre 3.
N.K. GLENDENNING, Ann. Rev. Nucl. Sc 13 (1963) 191.
N.K. GLENDENNING, Phys. Rev. 137 (1965) B 102.

5. A. de SHALIT and I. TALMI, Nuclear Shell Theory, Academic Press INC.

6. T. TAMURA and K.S. LOW , Comp. Phys. Com. 8 (1974) 349.

7. J.B. ERSKINE et al., Phys. Rev. Letters 34 (1975) 680.

8. M. BERNAS et al., Phys. Letters, à paraître.

9. R. LOMBARD, Communication privée.

10. D. GOGNY et M. GIROD, Service de Physique Nucléaire, Centre d'études de Bruyères-le-Châtel.

11. E. EICHLER, Nucl. Phys. A120, 622 (1968).

12. H.P. ROTHER et al. Nucl. Phys. A269 (1976) 511.

13. S. CAVELLARO et al., Nucl. Phys. A293 (1977) 125.

M.J. LEVINE et al., Phys. Rev. C23 (1981) 244.

14. A.G. BLAIR and D.D. ARMSTRONG, Phys. Rev. 151 (1966) 930.

15. Ole HANSEN et al., Nucl. Phys. A313 (1975) 99.

16. P. ROUSSEL, Communication privée.

17. J.F. VAN HIENEN, Nucl. Phys. A269 (1976) 159.

18. J.E. KOOPS and P.W.M., GLAUDEMANS, Z. Phys. A280 (1977) 181.

19. S.S.M. WONG and W.G. DAVIES, Phys. Letters 28B (1968) 77.

20. D. GIROD and B. GRAMMATICOS, VIe Session d'Etudes Biennales de Physique Nucléaire, Aussois, Février 1981.

21. J.C. PENG et al., Phys. Rev. Letters 43 (1979) 675.

22. G.C. MORRISON, Journal de Physique, Colloque C6, supplément aux n°11, 12, tome 32, 1971, pages C6-C9.

23. G. AUDI et al., Nucl. Phys. A237 (1975) 300.

Chapitre V

1. D. HARTREE, Proc. Camb. Phil. Soc. 24 (1928) 89.
V. FOCK, Z. Phys. 61 (1930) 126.
J.E. SLATER, Phys. Rev. 35 (1930) 210.

2. N.N. BOGOLIUBOV, Nuov. Cim. 7 (1958) 794.
J.G. VALATIN, Nuov. Cim. 7 (1958) 843.

3. J. BARDEEN, L.N. COOPER, J.B. SCHRIEFTER, Phys. Rev. 108 (1957) 1175.

4. D. GOGNY et M. GIROD, Communication privée,
Centre d'études de Bruyères-le-Châtel, Groupe de Physique Théorique.